

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

LANSIART Alain Jacques

PREMIÈRE THÈSE

Étude d'une triode à gaz à grande surface détectrice
de particules atomiques et nucléaires.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 juin 1967, devant la Commission d'Examen

MM. MARÉCHAL

Président

FRANÇON
RIOU
LABEYRIE
KELLERSHOHN

Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

LANSIART Alain Jacques

PREMIÈRE THÈSE



Étude d'une triode à gaz à grande surface détectrice
de particules atomiques et nucléaires.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 juin 1967, devant la Commission d'Examen

MM. MARÉCHAL

Président

FRANÇON

RIOU

LABEYRIE

KELLERSHOHN

} Examinateurs

UNIVERSITE DE PARIS - FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM. PRENANT	T Anatomie & histologie comparée	M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies	MM. RIGAUDY	T Chimie SPCN
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	Mme CHAIX	T Chimie biologique	COLLONGUES	Chimie CPEM
PREVOST	T Chimie organique	MM. HUREL PY	T Biologie végétale CPEM	DUBERT	Biochimie
WYART	T Minéralogie & cristallographie	PANNETIER	T Chimie générale I	NOZIERES	Physique générale
TEISSIER	T Zoologie	BRUN	T Mécanique des fluides I	CADOT	Chimie organique
AUGER	T Physique quantique & relativité	Mme DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)	IVANOFF	Océanographie physique
MONNIER	T Physiologie générale	Mme LEONG	T Mathématiques II E.N.S.	FRANÇOIS	Zoologie
PIVETEAU	T Paléontologie	MM. BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.	TALBOT	Génie chimique
ROCARD	T Physique E.N.S.	COTTE	T Physique électricité	Mme NOUGAREDE	Botanique
CARTAN	T Mathématiques E.N.S.	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique	MM. BRUNAT	T Mathématiques MPC
LAFFITTE	T Chimie générale	LAMOTTE	T Chimie comparée	FOURNET	Electricité générale
N.	T Géométrie supérieure	OLMER	T Énergétique générale	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
COULOMB	T Physique du globe	GAUTHIER	T Mécanique appliquée	FURON	T Géologie SPCN
Mile COUSIN	T Biologie animale SPCN	BARCHEWITZ	T Chimie physique	Mme GANS	T Génétique
MM. CHRETIEN	T Chimie minérale	BUSSEL	T Physique atomique	MM. GENEVES	Physiologie végétale CPEM
BOCQUET	T Zoologie	BUSER	T Physiologie comparée	HUPE	T Pétrographie
KASTLER	T Physique E.N.S.	CAMUS	T Physiologie végétale	HOLLANDE	T Biologie générale
EPHROSSI	T Génétique	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie	LIONS	T Analyse numérique
GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM	POSSOMPES	T Zoologie	MAITTE	T Chimie organique
LUCAS R.	Recherches physiques	PULLMANN	T Chimie quantique	NICOLAS	Géologie appliquée
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	TELLAC	T Physique nucléaire & radio-activité	PANIGEL	Biologie générale
MORAND	T Physique enseignement	VILLE	T Économétrie	RAVIER	T Pétrographie
SOLEILLET	T Physique CPEM	WILLEMART	T Chimie CPEM	MOREL F.	T Physiologie comparée
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	FREYMANN	T Recherches physiques	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
DRACH	T Zoologie	ROLLET	T Chimie minérale	ROUBINE	Electronique E.S.E.
QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère	M. JOSIEN	T Chimie SPCN	SILBER	T Chimie CPEM
GALLIEN	T Embryologie	MM. CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes	UEBERSFELD	T Théories physiques
EICHHORN	T Botanique	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides	HERVE	T Mathématiques
DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN	LUCAS G.	T Géologie	Mme PECKER-WIMEL	T Astrophysique
Mile CAUCHOIS	T Chimie physique	ALLARD	T Chimie physique	MM. BALKANSKI	Physique M.P.C.
MM. THELLIER	T Physique du globe	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales	LE CORRE	T Electricité
PONCIN	T Mécanique générale	BRICARD	T Météorologie	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres	Mme ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie	ECHALIER	Biologie animale CPEM
QUELET	T Chimie organique	MM. JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes	BARRAUD	T Physique CPEM
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements	DARS	Géologie structurale & appliquée
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire	Mile QUINTIN	T Electrochimie	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
CUVILLIER	T Micropaléontologie	MM. MONOD	T Chimie du métabolisme	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
JUNG	T Géologie	DE POSSEL	T Analyse numérique	SIGWALT	T Chimie SPCN
TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique	CHARLOT	T Chimie analytique	BLAGUIERE	Electronique
WIEMANN	T Chimie organique & structurale	CHATELET	T Chimie CPEM	BARUCH	Physique propédeutique
VASSY	T Physique de l'atmosphère	MATTLER	T Physique SPCN	ARNOUS	T Physique théorique
DESTOUCHES	T Théorie physique	BOUSSIÈRES	T Radiochimie	SLONIMSKI	Génétique
AMIEL	T Chimie générale	Mme COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
HOCART	T Minéralogie & cristallographie	MM. FRANC	T Biologie animale CPEM	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
J.P. MATHIEU	T Physique optique	SCHNELL	T Botanique tropicale	BROUSSE	T Mécanique théorique
COITEAUX	T Cytologie	STOLKOWSKI	T Biologie générale	ROSCI	T Astronomie
CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie	ACHER	T Chimie biologie	GUY	T Physique expérimentale
FELDMANN	T Biologie végétale marine	BAUDIN	T Biologie animale CPEM	LAZARD	Mathématiques MPC
JOST	T Physiologie comparée	BEAUMONT	T Biologie animale SPCN	MOREL P.	Physique MPC
FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques	BLAMONT	Géophysique ionosphère	ARSAC	Programmation
SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral	BOUREAU	T Botanique	LEFEBVRE	Chimie MPC
CHOUARD	T Physiologie végétale	CURIE D.	Physique MGP	BOK	Physique propédeutique
MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)	DURAND DELGA	T Géologie	CHAPEVILLE	Biochimie
BRÉLOT	T Analyse supérieure	HELLER	T Physiologie végétale	BENOIT	Physique CPEM
NORMANT	T Synthèse organique	TORTRAT	T Calcul des probabilités	RIO	Chimie CPEM
BERNARD	T Chimie appliquée	CAILLEUX	T Géologie SPCN	JAUSEIN	Géologie ENS
DUGUE	T Statistique mathématique	MAGNAN	Physique électricité	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
SOULAIRAC	T Psychophysique	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
ULRICH	T Physiologie végétale appliquée	Mme FOURCROY	T Biologie végétale SPCN	Mme CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
KIRRMANN	T Chimie chimiques	Mme CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste	Mile FICINI	Chimie CPEM
CHAEFFAUD	T Botanique	Mile VEIL	T Physiologie générale	MM. LEQUEUX	Astronomie
Mile LE BRETON	T Physiologie de la nutrition	MM. LWOFF	T Microbiologie	COHEN TANNODUJ	Physique atomique
MM. LE LONG	T Application de l'analyse à la géométrie	SIESTRUNK	T Mécanique physique & expérim.	TAVERNIER	Physique CPEM
DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées	CABANNES	T Mécanique générale	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
EHRESMANN	T Topologie algébrique	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique	PASCAUD	Physiologie
FRANÇON	T Physique SPCN	COMOLET	Mécanique des fluides	PETIT	Biologie animale CPEM
GLANGEAU	T Géographie physique, géologie dynamique	DELLOUE	T Physique de l'écosphère	MM. CAGNAC	Physique agrégation
DODEMENT	T Mathématiques MGP	HOULLON	Biologie animale CPEM	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
PISOT	T Technique mathématique de la physique	OLIVIER	Anthropologie	KRASNER	T Mathématiques
ROCH	T Géologie	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)	BENZECRI	Statistiques
SCHATZMANN	T Géophysique	THIRY	T Mécanique céleste	VINH MAU	Physique M.G.P.
TERMIER	T Chimie générale	ABELLES	T Chimie agrégation	DUQUESNES	Physique CPEM
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	AMAT	T Thermodynamique	SCHUTZENBERGER	Programmation
LENNUIER	T Physique M.G.P.	AUBOIN	T Géologie	TREMILLON	Chimie MPC
ROTHIER	T Géologie appliquée	Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité	FAYARD	Chimie CPEM
Mme TONNELAT	T Physique théorique	M. BOUGIS	Biologie végétale marine	BUVET	Chimie CPEM
MM. DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.		Villefranche s/Mer	AUTHIER	Physique MPC
SOUCRAY	T Chimie générale			PICINBONO	T Physique CPEM
AIGRAIN	T Electrotechnique			BONNEFILLE	Electrotechnique
BRUSSET	T Chimie systématique			Mme PUISEUX DAO	Biologie végétale

UNIVERSITE DE PARIS - FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM. MANGENOT G.	T Biologie végétale	MM. BERGERARD J.	T Zoologie	Mme MARTY N.	Physique propédeutique
JACQUINOT P.	T Optique	ROGER J.	T Paléontologie	MM. GOURDIN M.	Physique théorique
GUINIER A.	T Electricité & physique des solides	LEFORT M.	T Chimie nucléaire	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
GRIVET P.	T Electronique	LACARRIGUE A.	Physique des hautes énergies	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
BLANC-		JULLIEN J.	T Chimie structurale	RIEU M.	Physique nucléaire
LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire	ARNULF A.	T Optique	CLAUSER H.	Physiologie végétale
L'HERITIER P.	T Génétique des virus	ROUAULT M.	T Diffraction électronique	JANCOVICI B.	Chimie biologique
LEMEE G.	T Ecologie végétale	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée	LURCAT J.	Physique atomique
MOYSE A.	T Physiologie végétale	MAZET R.	T Mécanique générale	LE DEIRE J.	Physique propédeutique
DODE M.	T Chimie thermodynamique	DAVID Serge	T Chimie des gaz et des combustibles	LAVOREL J.	Entomologie
DENY J.	T Mathématiques	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre	PERIO P.	Biophysique
RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie	KOURGANOFF	T Astronomie	FETIZON M.	Physique propédeutique
MICHEL A.	T Chimie minérale	ARNOUT P.	T Physique électronique	CHEMLA M.	Stereochimie
MAY R.	T Anatomie comparée	KAHANE J.P.	T Physique propédeutique	MAZIERES C.	Chimie des isotopes
DELANGE H.	T Mathématiques	BROCHARD J.	T Physique C.P.E.M.	VILKAS M.	Chimie SPCN
LACOMBE P.	T Physique expérimentale	Mme ROIZEN	T Electronique	BLANDIN A.	Chimie C.P.E.M.
BENOIT P.	T Métallurgie	MM. BERTIN F.	T Mathématiques	BRUN G.	Physique des solides
GUINCHET J.	T Physiologie générale	MALORANGE B.	T Mathématiques	ANDRE J.	Génétique
NERON A.	T Biologie végétale SPCN	CORABOEUF E.	T Physiologie animale	MERCOURIOFF	Physique agrégation
NOZERAN R.	T Mathématiques	FRIEDEL J.	T Physique des solides	CHEVALLIER F.	Microscopie électronique
CASTANG R.	T Botanique approfondie	CHEVAUGON J.	T Cryptogamie	Mile MARCOU	Biologie animale
ELLENBERGER F.	T Thermodynamique	MEYER P.	T Physique théorique & atomique	MM. BOURDU R.	Physiologie végétale
LEDERER E.	T Géologie structurale	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire	Mile LÉFORT M.	Biologie animale CPEM
RIZET J.	T Géologie biologique	CHABAL R.	T Physique des plasmas	Mme LAMBERT	Biologie cellulaire CPEM
LENDER T.	T Génétique	DELGROUX J.M.	T Mathématiques	MM. BIZOT J.C.	Physique C.P.E.M.
POITOU G.	T Biologie animale SPCN	CERF J.	T Physique théorique	GIRAUD J.P.	Mécanique
PREON P.	T Mathématiques	D'ESPAGNAT B.	T Microbiologie	LABOUESSE B.	Chimie SPCN
TONNELAT	T Chimie organique	SCHAEFFER P.	T Physique des solides		
BRUN J.	Biologie physico-chimique	DE GENNES P.			
JEAN M.	T Géologie historique				
	T Physique nucléaire				

Que MM. les Professeurs A. MARECHAL et M. FRANCON trouvent ici l'expression de ma reconnaissance d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse. C'est pour moi une joie de les retrouver après avoir été leur élève à l'Institut d'Optique dans l'immédiat après guerre.

Je remercie vivement M. le Professeur M. RIOU pour ses conseils et encouragements.

Il m'est un devoir agréable de remercier M. J. LABEYRIE Chef d'un Service auquel j'ai l'honneur d'appartenir depuis tantôt onze ans, de m'avoir apporté son soutien.

Ayant été entraîné par le Professeur C. KELLERSHOHN vers de passionnants problèmes posés par l'application des radioisotopes en médecine, j'eus l'avantage d'avoir un guide et un maître. Je le remercie de son amicale présence.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549003_0018

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I. Introduction.....	7
II. L'avalanche électronique.....	9
a) L'espace de détection.....	9
b) L'espace d'amplification.....	15
c) Déclenchement des étincelles.....	19
III. Perturbations apportées par une étincelle.....	25
a) Introduction.....	25
b) L'observation en contraste de phase.....	26
c) Mesure de la rigidité diélectrique du gaz.....	31
VI. Caractéristiques d'une chambre à étincelle.....	37
a) Description.....	37
b) Influences conjuguées du verre conducteur et du court-circuit électronique.....	37
c) Electronique de commande du court-circuit.....	43
d) Variation du rendement de détection en fonction des tensions appliquées.....	44
e) Durée de vie des éléments de la chambre.....	44
V. Caractéristiques d'une chambre à avalanche.....	49
a) Introduction.....	49
b) Essais d'une chambre à avalanche.....	52
c) Les systèmes optiques et opto-électroniques associés.....	55
VI. Applications.....	61
a) Introduction.....	61
b) Scintigraphie médicale.....	61
c) Astronomie X.....	65
d) Diffraction X.....	69
e) Diffraction neutronique.....	72
VII. Conclusion.....	75

I. INTRODUCTION

C'est en 1963 [1] que nous avons entrepris de réaliser un premier modèle de chambre à étincelle comportant trois électrodes. L'appareil, d'emblée, apporta une nette amélioration à la détection de très faibles flux de rayons X [2]. Aussi devint-il important de tirer tout le parti possible de l'introduction de la troisième électrode par une étude approfondie. Il s'avéra que des efforts devaient être faits dans des domaines très variés : circuits d'électronique rapide, nature des gaz, étude de leur tenue aux étincelles, phénomènes d'ionisation dans les gaz. A ces diverses investigations, collaborèrent MM. J. P. MORUCCI, G. ROUX, J. LELOUP et J. C. GAUCHER.

Schématiquement, l'appareil se compose :

- d'une enceinte contenant le mélange gazeux, xénon-méthylal pour la détection des rayons X, hélium 3 - xénon pour les neutrons thermiques,

- de trois électrodes planes, parallèles dont les diamètres peuvent atteindre plusieurs dizaines de centimètres. La surface d'une électrode représente la surface sensible du détecteur. Les trois électrodes définissent deux espaces dont les rôles sont pour l'un la détection proprement dite, pour l'autre l'amplification du signal de détection (figure 1).

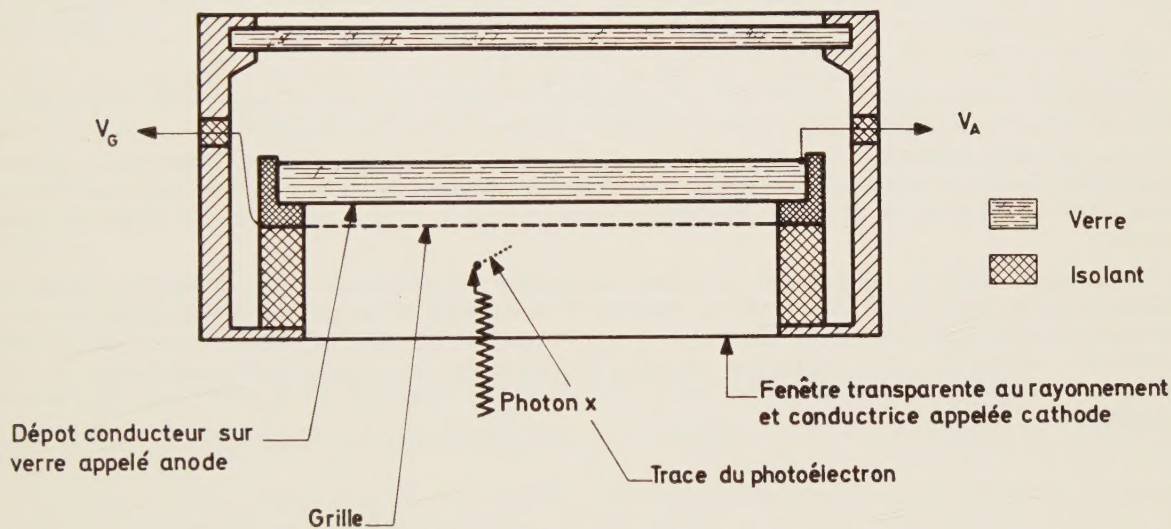


Figure 1 - Schéma de la triode à gaz

Un tel système garde l'information spatiale. Ainsi la triode à gaz est l'équivalent pour des photons X, γ et pour les neutrons thermiques de la pellicule photographique. Par rapport à cette dernière son rendement est accru, la dimension de l'information est grossie à volonté : une étincelle peut figurer un photon X.

Le principe de fonctionnement est le suivant : le rayonnement pénètre par la fenêtre appelée cathode. Un effet de détection entre cathode et grille se traduit par l'apparition d'une particule ionisante : photoélectron pour les X, proton de 0,75 MeV pour la réaction neutron thermique sur hélium 3. La particule chargée fournit une trace d'électrons. Ces électrons remontent le champ, traversent la grille, se multiplient dans l'espace multiplicateur.

Un des avantages d'avoir trois électrodes au lieu de deux est évident : l'espace de détection peut être grand. Il n'est limité que par la diffusion des électrons qui est faible à la pression atmosphérique. En première approximation tous les électrons subissent la même amplification ; cependant, lorsque le développement de l'avalanche atteint le seuil des étincelles, la distribution des temps de passage des électrons au travers de la grille influence leur multiplication. Cet effet est gouverné par la tension dans l'espace de détection : il existe une tension optimale déclenchant l'étincelle pour la tension minimale sur l'espace amplificateur.

Nous avons montré [3] que la triode à gaz pouvait fonctionner dans deux régimes différents appelés respectivement fonctionnement en étincelle et fonctionnement en avalanche. Le fonctionnement en étincelle permet une utilisation simple : un appareil photographique intègre l'image pendant le temps de l'expérience. Mais le temps mort après une étincelle ne permet pas de dépasser un taux de comptage supérieur à quelques centaines par seconde. Les mélanges gazeux et les pressions permises sont contenus dans des limites étroites. Nous avons utilisé principalement ce mode de fonctionnement pour la détection des rayons X au moyen d'un mélange xénon-méthylal à la pression atmosphérique [2].

En fonctionnement par avalanche, on peut obtenir un plus grand nombre d'informations par seconde. Ces avalanches atteignent 10^7 électrons et sont accompagnées d'une émission encore plus importante de photons. Une petite fraction est émise dans le domaine visible. Ce mode de fonctionnement rend possible l'utilisation de pressions de plusieurs atmosphères. La vapeur de méthylal subit des destructions infiniment plus faibles que lorsqu'éclatent des étincelles. Aussi la durée de vie de la triode s'en trouve-t-elle prolongée.

Dans une première partie consacrée à l'avalanche électronique, nous étudions l'information laissée par la particule chargée, son amplification, le déclenchement de l'étincelle. Ensuite nous avons voulu mettre en évidence les causes altérant la rigidité diélectrique du gaz après une étincelle et imposant un temps mort. Nous avons, pour cela, observé en contraste de phase le volume gazeux entourant une étincelle : la densité locale du gaz est perturbée pendant un temps de l'ordre de grandeur du temps mort. Une haute tension variable réappliquée après le passage d'une étincelle montre que des électrons continuent d'être émis pendant plusieurs millisecondes : la photographie des étincelles indique les surfaces émettrices intéressées.

Un certain nombre de dispositifs ont été imaginés pour réduire la puissance instantanée de l'étincelle. Ils sont décrits dans "caractéristiques d'une chambre à étincelle".

Nous avons également étudié l'amplification lumineuse lorsqu'une tension plus faible que celle donnant des étincelles est appliquée entre grille et verre conducteur. Cette partie concerne "Caractéristiques d'une chambre à avalanche". Différents appareillages pour observer les avalanches sont proposés.

Nous nous sommes intéressés à quatre domaines d'application pour la triode à gaz, deux concernent la chambre à étincelle, deux la chambre à avalanche. L'un de ces domaines a donné lieu à une expérimentation déjà poussée : il s'agit de l'observation "in vivo" d'organes malades au moyen de traceurs radioactifs. La réalisation de cette chambre est passée du stade laboratoire au stade industriel. Deux autres applications concernent également les rayons X, et la quatrième les neutrons thermiques.

II. L'AVALANCHE ÉLECTRONIQUE

a) L'ESPACE DE DETECTION

a₁) Introduction

Nous traiterons le cas de la détection des rayons X et, plus précisément, des rayons X émis par le radioiode ^{125}I . Cet émetteur radioactif est employé par les médecins pour l'étude scintigraphique d'organes situés à courte distance de la peau, la thyroïde en étant un exemple. Le radioiode ^{125}I a une période de 59 jours, il décroît par capture électronique donnant un état excité du tellure ^{125}Te à 35 keV fortement converti. 85 % des vacances électroniques donnent des photons X d'énergie voisine de 27,2 keV. Nous avons cherché la vapeur organique, qui, ajoutée au xénon, nous assurerait une absorption suffisamment importante des photons produits lors de l'avalanche. Nous avons adopté le mélange suivant : 40 mm Hg de méthylal (diméthoxyméthane) et 720 mm Hg de xénon.

Les questions importantes sur le mécanisme de déclenchement de l'étincelle auxquelles nous bornerons le chapitre sur l'avalanche électronique sont les suivantes : quels sont les électrons, leur nombre, leur distribution dans l'espace et dans le temps, qui sont à l'origine de l'étincelle. Nous ferons cette étude, d'une part, au niveau de la grille, d'autre part au moment où se propage un canal de plasma vers la cathode.

Comme une étincelle chemine à travers un fin canal, un photoélectron, si sa trace ionisante est longue, ne provoquera l'étincelle que par un morceau de sa trace. Pour étudier ce phénomène, il faut connaître l'ionisation spécifique produite par le photoélectron, la longueur de la trace, sa direction. Nous étudierons également le rendement de détection du gaz, la quantité d'électrons perdus par attachement ou captés par la grille, la diffusion des électrons. La vitesse de dérive des électrons nous permettra de déduire leur mobilité mais nous donnera aussi une approximation sur leur diffusion.

Nous commencerons par décrire une expérience destinée à connaître l'énergie moyenne d'ionisation, la vitesse de dérive et l'attachement des électrons. La longueur de la trace du photoélectron, sa direction, le rendement de détection du gaz seront évalués à partir des données de la littérature.

La transparence électronique de la grille fera l'objet d'une mesure séparée.

a₂) Méthode de mesure donnant l'énergie moyenne d'ionisation, la vitesse de dérive et l'attachement des électrons.

Dans une enceinte contenant le gaz à étudier, on dispose deux électrodes planes et parallèles. Des rayons α ionisent le gaz parallèlement à la cathode et à faible distance de celle-ci. Sous l'influence du champ électrique appliqué, les électrons vont rapidement se diriger vers l'anode.

La quantité de charge reçue Q est liée à l'énergie E des α par la relation $Q = \frac{E}{W}$ où W est l'énergie moyenne pour former une paire électron-ion. Les charges reçues pendant le trajet des électrons entre les électrodes croissent linéairement, la vitesse de dérive étant constante.

Si d est la distance entre les électrodes, v la vitesse de dérive, T le temps mis par les électrons pour parcourir d , $v = \frac{d}{T}$.

* Les étalonnages étant faits avec un détecteur à scintillation, les activités indiquées en μCi dans le texte correspondent à $3,7 \cdot 10^4$ X émis dans 4π par seconde.

Si des électrons sont piégés dans le gaz, η étant le coefficient d'attachement en cm^{-1} , la charge collectée est réduite du facteur $e^{-\eta d}$. Pendant le mouvement des électrons, la charge collectée ne varie plus linéairement en fonction du temps.

L'examen de cette courbe permet de trouver η .

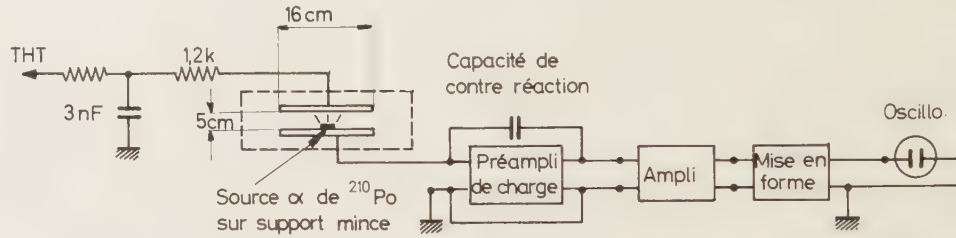


Figure 2 - Mesure de la vitesse de dérive et de l'attachement des électrons

L'appareillage de mesure est schématisé sur la figure 2. Le préamplificateur de charge [24] a un gain en boucle ouverte d'environ 10^3 et une capacité de contre réaction de 5 pF. La tension appliquée à la chambre d'ionisation est filtrée et découplée. Tout se passe comme si le courant des porteurs dans le gaz chargeait une capacité d'environ 5000 pF. Les signaux sont envoyés sur un oscilloscope et photographiés. L'étage de mise en forme n'est utilisé que pour réduire le bruit en diminuant la bande passante. Il faut introduire un facteur de correction dans les mesures pour en tenir compte. La source α est un dépôt mince de polonium ^{210}Po sur un disque d'argent de 1/10ème de mm d'épaisseur. Elle couvre un diamètre de 8 mm. Les électrodes ont un diamètre de 16 cm et sont séparées de 5 cm. En fait, les rayons α partent dans n'importe quelle direction. Mais ceux qui ne partent pas tangentiellement à la cathode donnent au bout du temps T un nombre de charges plus faible ; car les ions positifs formés n'ayant pas eu le temps de se déplacer de façon notable induisent sur les électrodes un signal opposé à celui dû aux électrons. Soit l la longueur du parcours des α ($l \approx 2 \text{ cm}$), ρ le nombre de charges par unité de longueur, θ l'angle de la direction du rayon α avec la normale à la cathode :

$$Q = \rho l \left[1 - \frac{1}{2d} \cos \theta \right]$$

L'émission de la source mince est isotrope, le nombre de rayons α envoyé dans une direction θ est proportionnel à l'angle solide $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$. Il s'en suit que le spectre des charges $\frac{dN}{dQ}$ en fonction de Q est rectangulaire et que l'enveloppe des signaux de charge est facilement visible sur l'oscillogramme.

L'étalonnage des oscillogrammes en charge est obtenu au moyen d'un générateur délivrant des créniaux de tension réglable et envoyant au travers d'une capacité inférieure au picofarad des charges à l'entrée du pré-amplificateur. C'est un détecteur à semi-conducteur, pour lequel l'énergie moyenne pour former une paire électron-trou est bien connue, qui a servi d'étalon secondaire pour calibrer le générateur [25].

a₃) Résultats

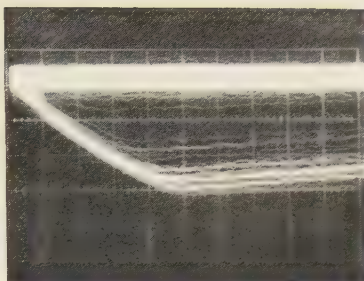
La figure 3 montre les oscillogrammes obtenus avec la mise en forme suivante : constante de temps d'intégration 10^{-7} s , constante de temps de différentiation 10^{-5} s .

Le maximum de l'impulsion correspond au temps d'arrivée des électrons sur l'anode et donne directement le temps T de transit des électrons.

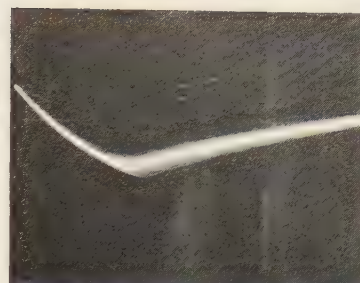
Les figures 4 et 4bis donnent les vitesses de dérive des électrons pour le xénon-méthylal et le xénon 99 %.

Il est intéressant de rapprocher ces résultats des mesures faites par ENGLISH et HANNA pour le mélange xénon-gaz carbonique [13]. Une vapeur polyatomique a toujours pour effet d'augmenter la vitesse de dérive des électrons dans un gaz rare. De nombreux chocs inélastiques provoquant la rotation ou la vibration des molécules de la vapeur ralentissent les électrons, ceux-ci subissent

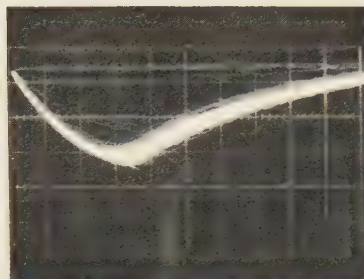
$V_{AK} = 1500\text{ V}$
Balayage horizontal
 $2\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



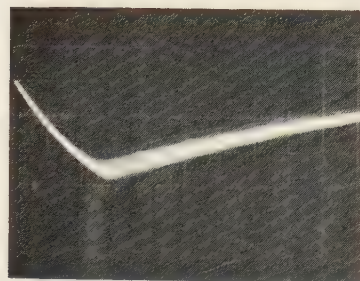
$V_{AK} = 3000\text{ V}$
Balayage horizontal
 $1\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



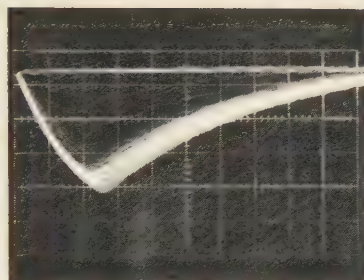
$V_{AK} = 2000\text{ V}$
Balayage horizontal
 $2\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



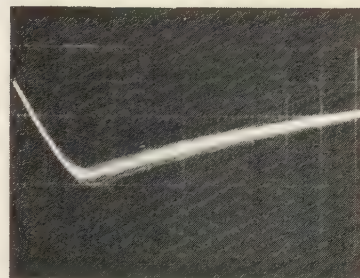
$V_{AK} = 3500\text{ V}$
Balayage horizontal
 $1\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



$V_{AK} = 2500\text{ V}$
Balayage horizontal
 $2\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



$V_{AK} = 4000\text{ V}$
Balayage horizontal
 $1\text{ }\mu\text{s}/\text{carreau}$



Balayage vertical = Unités arbitraires

Figure 3 - Signal délivré par le préamplificateur de charge après mise en forme et amplificateur.

Intégration : 10^{-7} s différentiation : 10^{-5} s

moins de rebondissements sur les atomes et molécules et suivent plus directement le sens du champ électrique. ENGLISH et HANNA obtiennent des vitesses de dérive en fonction du champ électrique et de la pression qui sont, pour 8,9 % de CO_2 dans le xénon, voisines des nôtres pour 5,8 % de méthylal dans le xénon. Ces auteurs trouvent, lorsque la pression partielle de CO_2 diminue, une vitesse maximale pour un champ donné. On attribue à l'effet RAMSAUER ce maximum, effet de transparence de la barrière de potentiel de l'atome de xénon pour une certaine énergie des électrons. Nous constatons le même phénomène sur le xénon 99 %.

Si l'amplitude des impulsions de charge était indépendante de la vitesse de dérive des électrons, on pourrait dire que, quel que soit le nombre de collisions électrons-molécules de méthylal le nombre de charges collectées ne varie pas. Il n'y aurait pas d'attachement. C'est à peu près ce que nous constatons juste après un remplissage de la chambre d'ionisation mais au cours du temps l'amplitude diminue et de manière plus marquée pour les champs les plus faibles. Le méthylal est un excellent solvant. Des mesures précises de l'attachement ne peuvent se faire que sur un montage étuvable. Nous ne l'avons pas fait car cette technique n'était pas nécessaire pour l'utilisation de nos triodes.

Par contre, on ne constate pas d'attachement avec le xénon 99 % sur notre montage. On peut donc comparer les charges collectées dans le xénon 99 % avec les charges collectées dans le xénon-

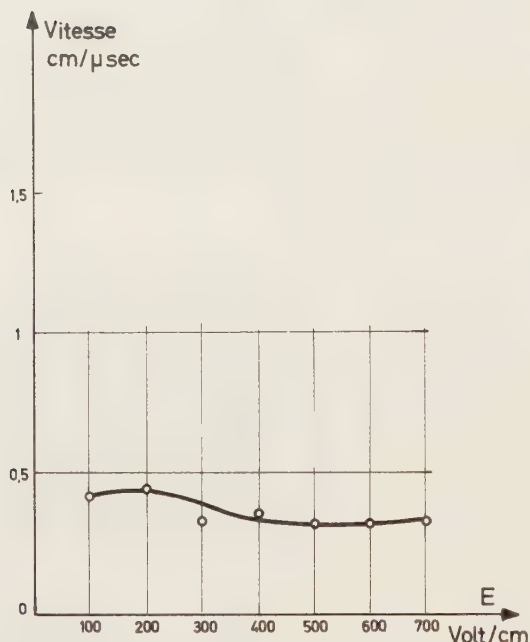


Figure 4 - Vitesse de dérive des électrons dans le xénon 99 %

Pression 730 mm Hg

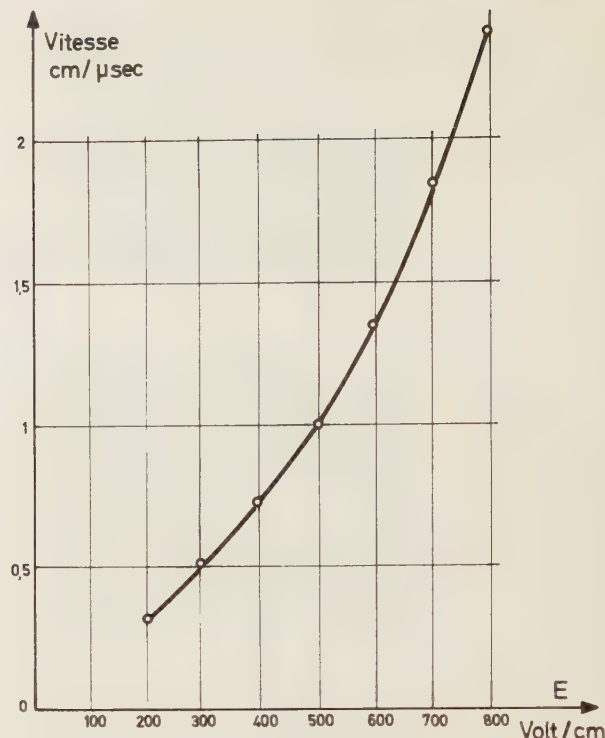


Figure 4bis - Vitesse de dérive des électrons dans le xénon méthylal

Xénon : 690 mm Hg

Méthylal : 40 mm Hg

méthylal quelques heures seulement après un remplissage. On trouve un nombre de charges plus petit de 10 % dans le xénon-méthylal. Comme le pourcentage de méthylal est faible dans le mélange et que l'énergie moyenne d'ionisation pour le méthylal doit être voisine de 25 eV [26], l'augmentation de l'énergie moyenne d'ionisation est vraisemblablement due à l'attachement ; le coefficient η d'attachement en cm^{-1} correspondant est de 0,04.

La mesure des charges, avec le générateur étalonné, donne $2,3 \cdot 10^5$ charges pour les rayons α du polonium 210 qui ont une énergie de 5,3 MeV. Cette valeur donne une énergie moyenne d'ionisation de 23 ± 1 eV. A la précision des mesures, on trouve donc la même valeur de W que dans le xénon pur (21,9 eV [26]).

La distance entre électrodes, pour la chambre d'ionisation, est de 5 cm alors que la distance entre cathode et grille des triodes construites est de 2 cm. Nous pouvons donc admettre que l'attachement joue un rôle négligeable dans le fonctionnement de nos triodes en régime d'avalanche.

On peut remarquer que, de toutes façons, W dans le xénon méthylal ne peut être plus petit que W dans le xénon : en effet les états excités et métastables du xénon sont à des niveaux plus bas que le potentiel d'ionisation du méthylal [27].

a₄) Longueur et direction de la trace du photoélectron

Elles pourraient être observées au moyen d'un amplificateur d'image. Cependant, de nombreuses mesures ayant déjà été faites par le passé, nous nous contenterons d'utiliser les formules proposées par différents auteurs pour faire une estimation. Conformément à la littérature, nous posons :

- R parcours de l'électron dans le sens de sa vitesse initiale
- S longueur de la trace la plus longue laissée par l'électron
- $\bar{R}$, $\bar{S}$ valeurs moyennes des quantités ci-dessus définies
- R_0 , S_0 valeurs de R et S extrapolées données sur les courbes représentant leurs distributions.

KATZ et PENFOLD donnent la règle empirique suivante :

$$R_0 \text{ (mg/cm}^2\text{)} = 412 E^n \quad \text{avec} \quad n = 1,265 - 0,0954 \ln E$$

dans laquelle E est exprimée en MeV, cette règle étant valable pour $E > 0,01$ MeV.

A 20°C , 720 mm Hg de xénon et 40 mm Hg de méthylal correspondent à une densité de $5,33 \text{ mg/cm}^3$. Un photon de 27,2 keV de l'iode 125 après effet photoélectrique sur une couche L du xénon donne en moyenne un photoélectron de 22 keV. On sait que l'ionisation spécifique, par unité de parcours, varie avec l'énergie. La règle de KATZ et PENFOLD donne pour 22 keV, $R_0 = 1,8 \text{ mm}$ et pour 10 keV, $R_0 = 0,3 \text{ mm}$.

En utilisant les résultats de WILLIAMS pour des énergies très voisines d'électrons dans différents gaz, on trouve à partir des R_0 ci-dessus : $\bar{S} = 2,24 \text{ mm}$ pour 22 keV et $\bar{S} = 0,37 \text{ mm}$ pour 10 keV. Comme l'énergie moyenne pour créer une paire électron-ion est de 22 eV, il s'en suit que le nombre moyen d'électrons par mm de longueur de trace vaut : 450 à 22 keV et 1230 à 10 keV.

Le photoélectron n'est pas émis dans n'importe quelle direction par rapport au photon incident. On trouve, pour les X de l'iode 125, qu'environ 75 % des photoélectrons sont émis dans un angle supérieur à 45° par rapport à la direction du photon incident. En général, le photon X pénètre dans le détecteur dans une direction voisine du champ électrique à π près. La longueur moyenne de la trace dans le sens perpendiculaire au champ appliqué, dans l'espace de détection, est donc égale au plus à $\bar{R}$ soit pour 22 keV : 1,1 mm.

Les résultats bibliographiques sont extraits de la référence [15], chapitre 21 et chapitre 24.

Une confirmation de la longueur moyenne des traces dans le sens perpendiculaire au champ peut être trouvée par l'élargissement de l'image donnée par les étincelles des trous d'un collimateur. Nous avons, en effet, trouvé un élargissement de 2 mm pour l'iode 125 (cf. figure 40).

a₅) Rendement de détection du mélange xénon-méthylal

La figure 5 donne d'après TAYLOR et PARRISH [28] le coefficient d'absorption massique du xénon en fonction de l'énergie des photons. En négligeant l'absorption due au méthylal, l'absorption par cm de 720 mm Hg de xénon et 40 mm Hg de méthylal à 20°C est de 7,0 % pour des rayons X de 27,2 keV et de 3 % pour des rayons X de 70 keV. En raison de la discontinuité d'absorption pour le niveau K à 34,5 keV, le xénon ne présente pas une efficacité de détection trop différente pour ces deux énergies. Le xénon est, des gaz rares, celui qui a la plus forte densité. Pour 27,2 keV, son coefficient d'absorption en cm^{-1} est plus grand que celui du krypton en dépit du voisinage de la discontinuité K. De toute façon, le krypton ne peut être utilisé en raison de sa contamination par le radio-krypton 85 qui résulte de la fission de l'uranium.

a₆) Transparence électronique de la grille

Afin de mesurer la transparence électronique de la grille, on a utilisé une chambre à trois électrodes. Une source α est placée contre la cathode. Dans une première mesure cathode et anode sont électriquement reliées. On met une polarisation positive sur la grille et on mesure le nombre de charges électroniques collectées. Dans une deuxième mesure, on maintient la grille au potentiel précédemment utilisé mais on la découple par rapport à la masse. On monte progressivement la tension d'anode : le nombre de charges collectées augmente d'abord rapidement, puis lentement et enfin croît rapidement lorsque l'amplification gazeuse devient notable. On peut corriger le nombre de charges trouvées d'un facteur dû à la multiplication lorsque cette dernière est faible. On obtient alors un nombre de charges collectées constant pour de très larges variations de la tension d'anode. La mesure a été faite avec une grille en acier inoxydable de diamètre de fil 40μ et de vide de maille de 125μ . On a contrôlé au microscope que la grille, une fois tendue sur son support, présentait les caractéristiques nominales données par le fabricant. La transparence optique de la grille est de 57 %. La transparence électronique mesurée dans le xénon-méthylal à la pression atmosphérique donne 63 %.

a₇) Diffusion des électrons

Nous avons calculé dans un paragraphe précédent la valeur moyenne de la longueur de trace. Nous avons vu que l'ionisation spécifique était croissante quand l'énergie du photoélectron décroissait. Cependant cette longueur de trace est insuffisante pour nous renseigner sur le nombre d'électrons déclenchant l'étincelle. En effet, entre le moment de la production des électrons secondaires et le moment où ces derniers traversent la grille, un grand nombre de chocs électrons-molécules

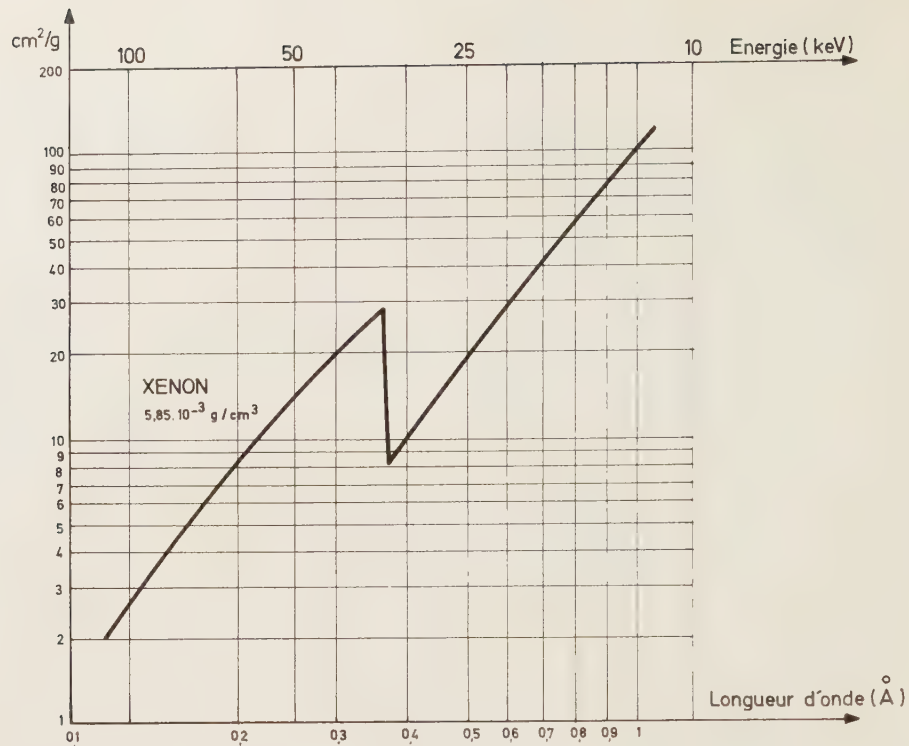


Figure 5 - Coefficient d'absorption massique du xénon en fonction de l'énergie des photons

vont se produire. En raison de leur faible masse, lors d'un choc, les électrons modifient la direction de leur vitesse mais peu leur énergie cinétique. Aussi leur vitesse moyenne sous l'influence du champ électrique croît-elle au-dessus de la vitesse de l'équilibre thermique. On peut, à cette vitesse ainsi définie, faire correspondre une température électronique par la formule $\frac{3}{2} k T_e = \frac{1}{2} m \overline{v_{th}^2}$. Grâce à la relation d'EINSTEIN $\frac{D}{M} = k T_e$ (D coefficient de diffusion, M mobilité) qui est assez généralement vérifiée (ALLIS 63) et en admettant connu le libre parcours moyen λ des électrons, nous allons voir que la vitesse de dérive nous permet de connaître v_{th} et D .

On écrit $v = MeE$, relation de proportionnalité entre la vitesse de dérive et la force appliquée. La théorie donne :

$$D = \frac{1}{3} \lambda \overline{v_{th}}$$

d'où il vient :

$$\frac{\overline{v_{th}^2}}{\overline{v_{th}}} = \frac{\pi}{2} \overline{v_{th}} = \frac{e}{m} \frac{\lambda E}{v}$$

On peut estimer le libre parcours des électrons par comparaison avec le libre parcours des molécules. Pour les molécules, on suppose classiquement qu'elles sont constituées de sphères impénétrables. On imagine une de ces billes lancée, les autres restant immobiles. Etant donné la concentration des molécules, on peut en déduire un libre parcours moyen qu'on corrige ensuite d'un facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour tenir compte d'une répartition Maxwellienne des vitesses. Dans le cas des électrons, on néglige leur diamètre et le facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ car ils sont beaucoup plus rapides que les molécules. On trouve :

$$\lambda_{\text{électron}} = 4 \sqrt{2} \quad \lambda_{\text{molécules}} = \frac{1}{C \pi R^2}$$

avec C concentration moléculaire

R rayon de l'atome de xénon = 1,90 Å [14]

Le calcul donne, pour le xénon-méthylal, à la pression atmosphérique, $\lambda = 0,34 \mu$.

Nous n'utiliserons cette formule qu'en l'absence de données plus précises tirées de l'expérience : deux facteurs en général modifient λ , l'effet RAMSAUËR et les forces de couplage exercées par les atomes pour des énergies d'électron voisines du potentiel d'ionisation.

La formule classique de la diffusion isotrope va s'écrire en présence d'un champ électrique dans le sens des x :

$$n = \frac{N}{(4 \pi D t)^{3/2}} e^{-\frac{(x - vt)^2 + y^2 + z^2}{4 D t}}$$

n concentration des électrons

N nombre des électrons à l'origine pour $t = 0$.

Au bout du temps $t_0 = \frac{x}{v}$, la distribution des électrons dans le plan yz est gaussienne,

$$\langle y^2 + z^2 \rangle = \frac{4 D x}{v}$$

Si on écrit $t = t_0 + \varepsilon$, on aura sensiblement :

$$n \simeq (n)_{t_0} e^{-\frac{\varepsilon^2 v^2}{4 D t_0}}$$

Les variations de la concentration des électrons traversant la grille au cours d'un temps voisin de t_0 se fait encore selon une loi gaussienne :

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{2 D t_0}{v^2} = 2 \frac{D x}{v^3} = \frac{1}{2} \frac{4 D x}{v^2} = \frac{1}{2} \langle y^2 + z^2 \rangle$$

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous. On y a fait figurer également les largeurs à mi-hauteur des distributions.

E volt/cm	300	500	800
v cm/ μ s	0,5	1	2,4
$\sqrt{\frac{4 D x}{v}} = \sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$ mm	0,46	0,30	0,16
$2,36 \sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$ mm	1,1	0,70	0,38
$\sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$ ns	65	21	4,7
$2,36 \sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$ ns	150	50	11

Ce tableau est calculé pour $x = 1$ cm.

b) L'ESPACE D'AMPLIFICATION

b₁) L'avalanche électronique provoquée par un électron

La mesure précise du premier coefficient de TOWNSEND α est donnée par la distribution des avalanches due à un électron unique émis par la grille (cf. réf. [7], chapitre 3). En supposant que α est indépendant du nombre d'électrons déjà produit, on établit simplement la relation :

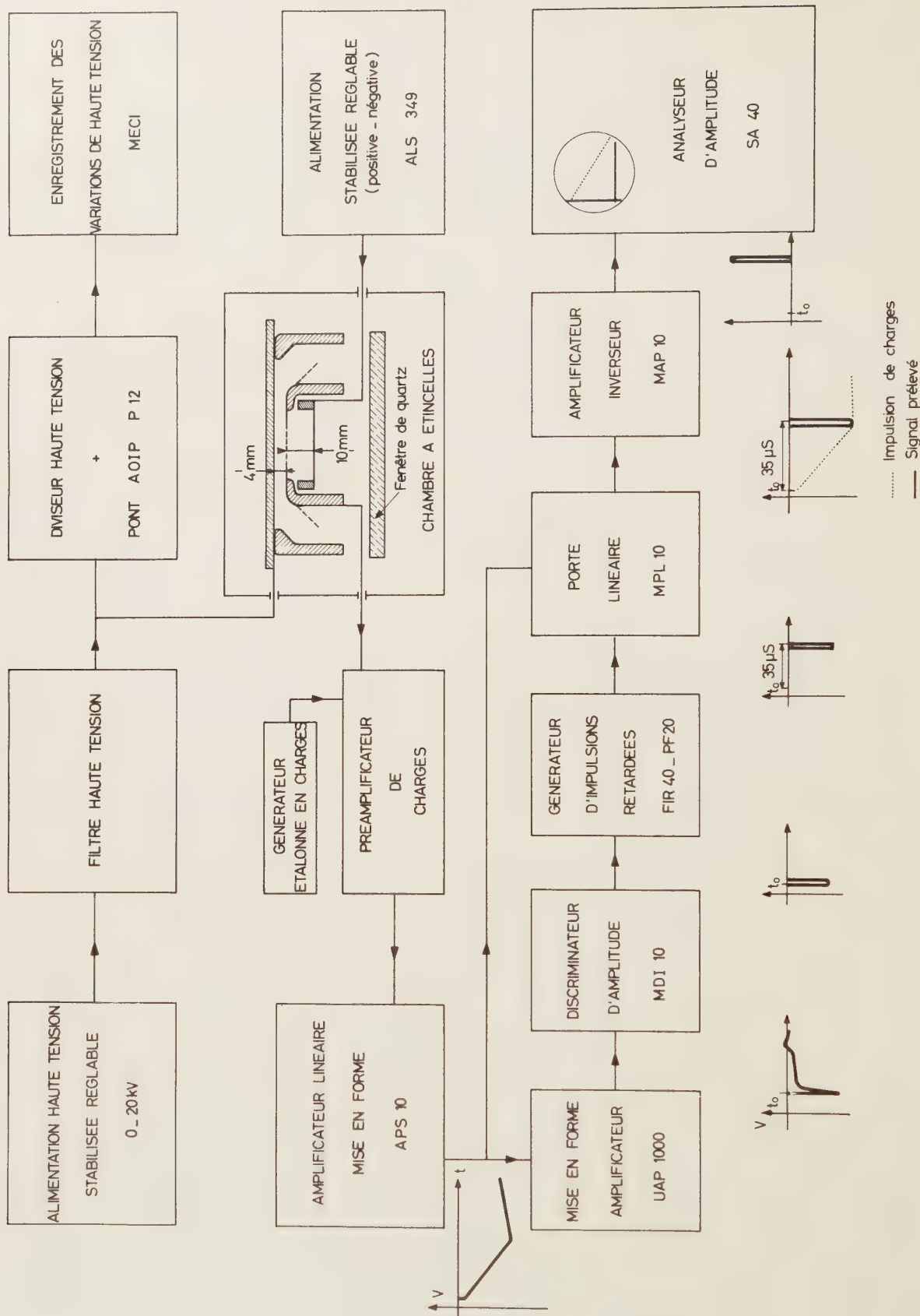


Figure 6 - Bloc diagramme de l'électronique pour la mesure des distributions d'avalanches

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-\frac{n}{\bar{n}}}$$

où $P(n)$ est la probabilité d'avoir n électrons et $\bar{n}$ la valeur moyenne de la distribution : $\bar{n} = e^{\alpha d}$ pour un champ uniforme. On mesure n avec une précision de 1 %. d est connu au $\frac{1}{20}$ ème de mm et vaut 4 mm. La précision sur α est donc légèrement meilleure que 2 %.

Pour faire cette mesure, on utilise un préamplificateur de charge dont le bruit à l'entrée est voisin de 1000 électrons efficaces avec des constantes de temps d'intégration et de différenciation de 10^{-6} s [24]. Le temps mis par les électrons pour traverser l'espace d'amplification étant beaucoup plus court que celui mis par les ions positifs, il s'en suit que la montée du signal due au déplacement des charges est d'abord rapide puis très lente et présente un coude accusé. Dès l'apparition d'une avalanche, on amplifie de façon convenable le signal électrique pour déclencher l'ouverture d'une porte linéaire lorsque tous les ions ont été collectés sur la grille. On recueille ainsi un signal, dont l'amplitude correspond aux charges totales, qui est adressé à un sélecteur d'amplitude multicanal (figure 6). Le générateur d'impulsion étaloné en charge permet de connaître la valeur absolue de ces charges. En réalité, comme le temps de parcours dû aux ions, pour les champs appliqués, varie autour de 35 μ s, on fait une mise en forme de l'impulsion pour diminuer le bruit ; on effectue ensuite une correction. La mesure précise de la tension est faite par comparaison à une pile étalon au moyen d'un pont de mesure AOIP. Le pont est calibré jusqu'à 2 kV ; on s'en est servi pour établir, en fonction de la tension appliquée (jusqu'à 7 kV), la valeur de la résistance SFERNICE haute tension. La tension est connue au volt près. Les électrons uniques sont engendrés par les ultra-violets d'une lampe à vapeur de mercure. Une fenêtre en silice permet aux U.V. de pénétrer dans la chambre ; une fente permet de diminuer à volonté le nombre d'avalanches provoqué par seconde et de localiser l'émission de grille.

L'expérience montre que la distribution exponentielle des avalanches n'est plus vérifiée lorsqu'on se rapproche du déclenchement des étincelles. La figure 7 illustre ce phénomène dans le xénon-méthylal [xénon 720 mm Hg, méthylal 40 mm Hg]. Pour une valeur de $\bar{n} = 3,15.10^7$, on voit que les avalanches les plus petites sont plus rares que ne le prévoyait la théorie élémentaire. Pour tenir compte de ce phénomène, nous avons introduit un coefficient de correction pour α , en écrivant :

$$\alpha' = \alpha \left[1 + \frac{k}{\bar{n}} \right] \quad [29]$$

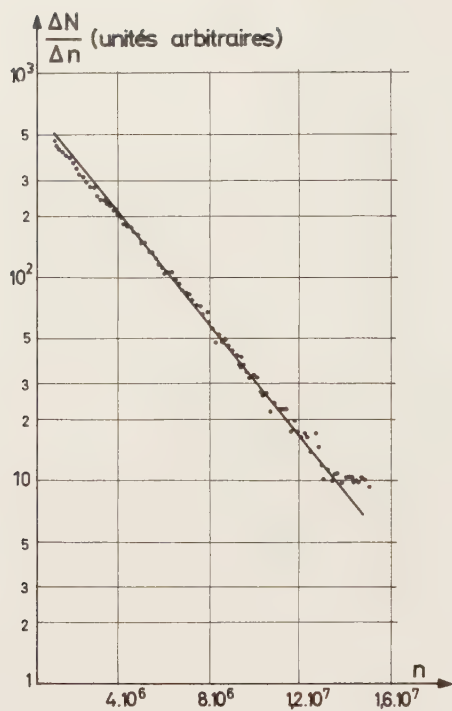
On peut montrer alors que la distribution des avalanches est une distribution de POLYA [30] [31] et que $\bar{n}$ est encore connu avec précision à condition d'ajouter à la valeur de $\bar{n}$, calculée par la pente de la distribution pour les grandes avalanches, n_m valeur correspondant au maximum de la distribution. Différentes hypothèses ont été émises pour rendre compte de ce phénomène, dont aucune ne semble satisfaisante. Nous pensons, quant à nous, qu'il intervient là un processus Markovien : l'énergie prise au champ pendant un libre parcours moyen est telle que la distribution de vitesse des électrons n'est plus indépendante de leur position et que ces derniers, s'ils n'ont pas créé d'ionisation sur le parcours Δx , ont une probabilité plus grande d'ioniser pour les parcours suivants [29]. Si la tension appliquée est encore augmentée (figure 7, $V = 7904$ V), on ne voit plus de maximum ; du côté des faibles amplitudes, le spectre est constamment croissant. Ceci est dû à la présence d'avalanches secondaires provoquées par effet γ sur la grille. Il n'est plus possible de définir α . Cependant on peut constater que les étincelles sont déclenchées par les plus grandes impulsions voisines de $1,5.10^8$ charges. RAETHER estime que le déclenchement des étincelles apparaît pour $n_c \approx 10^8$ charges et trouve des valeurs un peu plus élevées dans l'éther à 400 mm Hg de pression (réf. [7] chapitres 3 et 5). Il est en effet logique que le nombre critique dans ce dernier cas soit plus élevé compte tenu de la meilleure absorption des photons U.V.

Lorsque le pourcentage de méthylal augmente, le coefficient α diminue. Ce phénomène est illustré par la figure 8. La courbe du milieu correspond sensiblement à celle du xénon pur. Pour 20 mm Hg de méthylal, le coefficient α est plus grand d'environ 20 % ; pour 80 mm Hg, 30 % plus petit. Ces constatations sont semblables à celles de NARAYANA SWAMY et HARRISON [32] observées pour un mélange de n-butanol et d'hydrogène : en présence d'une vapeur polyatomique, le coefficient α du mélange commence par croître pour décroître ensuite.

Nous avons trouvé une légère dépendance de α avec la température, dépendance plus marquée pour les températures en-dessous de 20° C qu'au-dessus. Autour de 20° C, cette variation est de l'ordre de 7 %/°C. On peut penser qu'elle est due à la variation des populations des oscillateurs dans le méthylal.

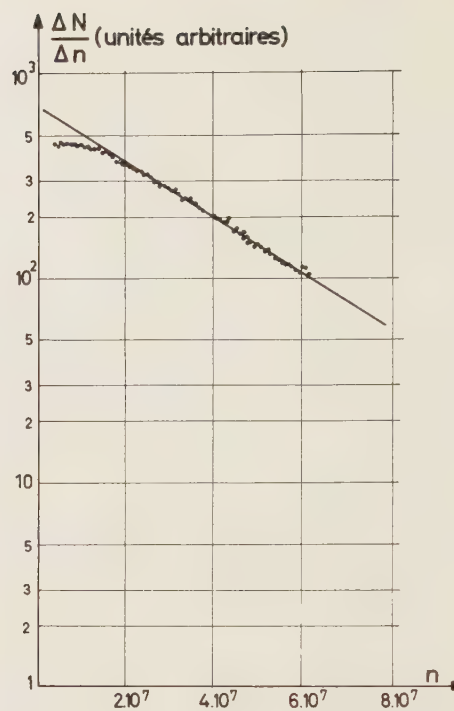
$$V_{AG} = 7540 \text{ V}$$

$$\bar{n} = 3,25 \cdot 10^6$$



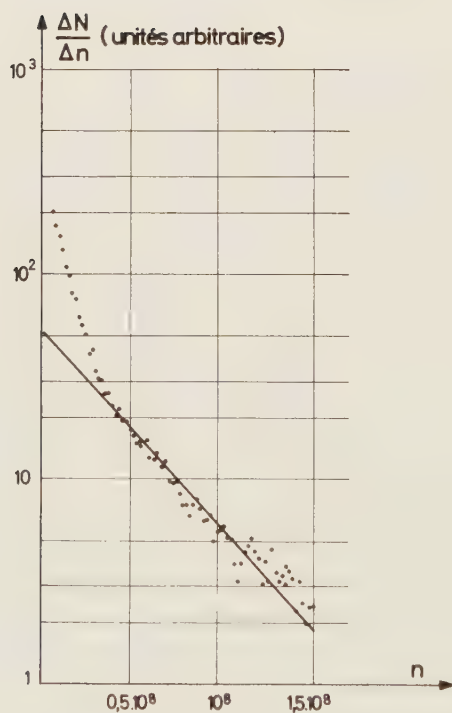
$$V_{AG} = 7840 \text{ V}$$

$$\bar{n} = 3,15 \cdot 10^7$$



$$V_{AG} = 7904 \text{ V}$$

$$\bar{n} = 4,4 \cdot 10^7$$



N : Nombre d'avalanches

n : Nombre de charges

Figure 7 - Déformation de la distribution des avalanches dues à un électron initial en fonction de V_{AG}

b₂) L'avalanche électronique provoquée par un photoélectron issu de l'espace de détection.

Avec la même chambre que celle utilisée pour la mesure du coefficient α , on a observé la distribution des avalanches due aux X de l'iode 125. Le spectre de la figure 9bis est obtenu avec une haute tension sur l'espace d'amplification inférieure de quelques centaines de volts à celle provoquant les premières étincelles. Les amplitudes sont proportionnelles à l'énergie des photons ayant eu une interaction dans l'espace de détection : les trois pics correspondent d'une part aux raies K_{α} K_{β} du tellure, d'autre part à la transition isométrique non convertie. Dans la région des faibles amplitudes apparaît le pic de fluorescence X de la grille. La largeur à mi-hauteur de la raie K_{α} est de 9 % ; elle est aussi fine que celle donnée par un compteur proportionnel. Sur la figure 9 sont tracés les spectres correspondant à une probabilité de 10^{-3} qu'une avalanche déclenche une étincelle. Quatre tensions : 300 - 500 - 800 et 1000 volts ont été appliquées sur l'espace de détection défini par deux plans distants de 1 cm. On ne distingue plus les raies K_{α} des raies K_{β} tant la distribution s'est élargie. Cet élargissement est d'autant plus important que le champ dans l'espace de détection est faible.

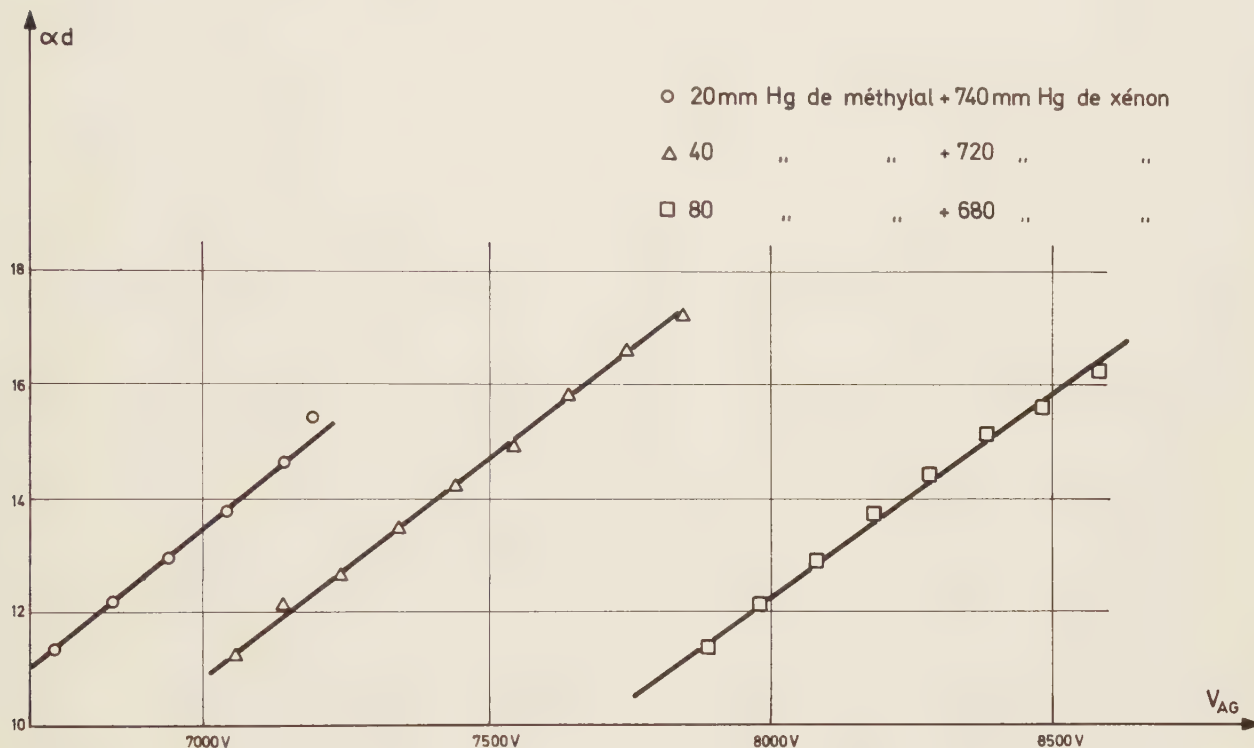


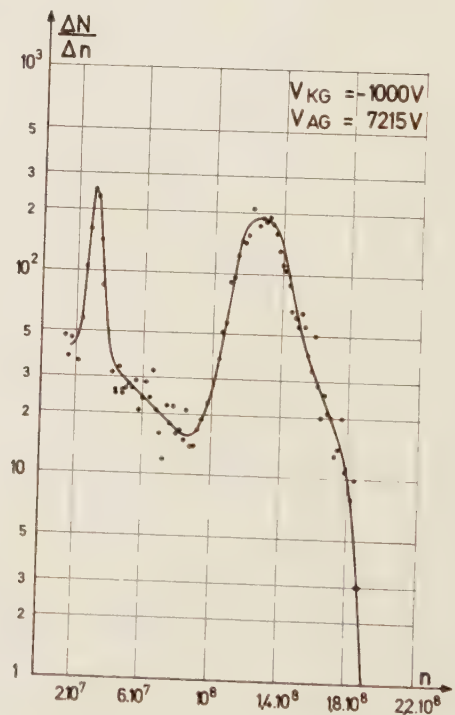
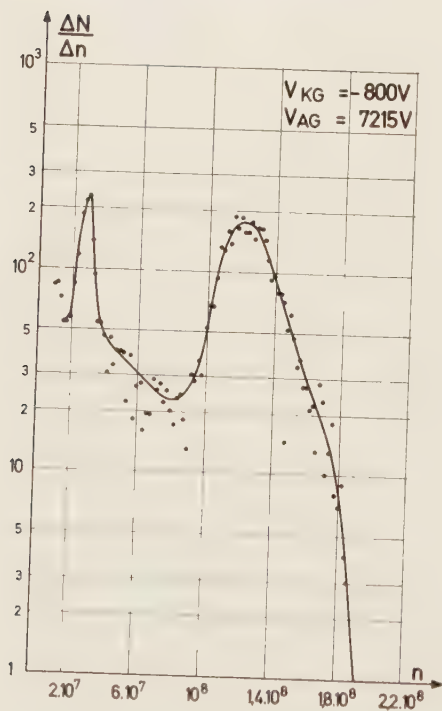
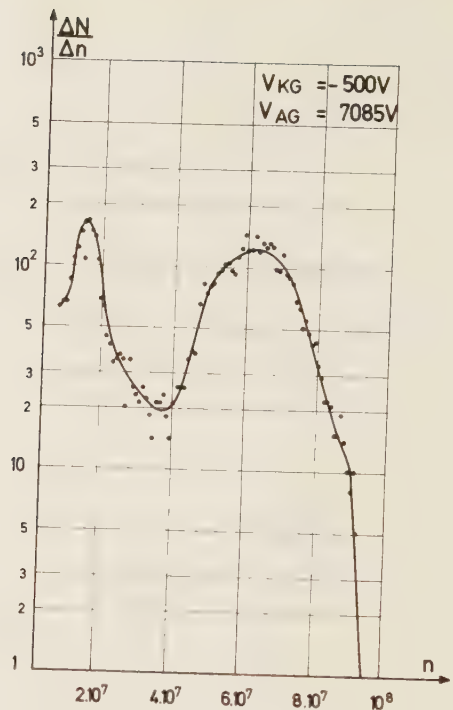
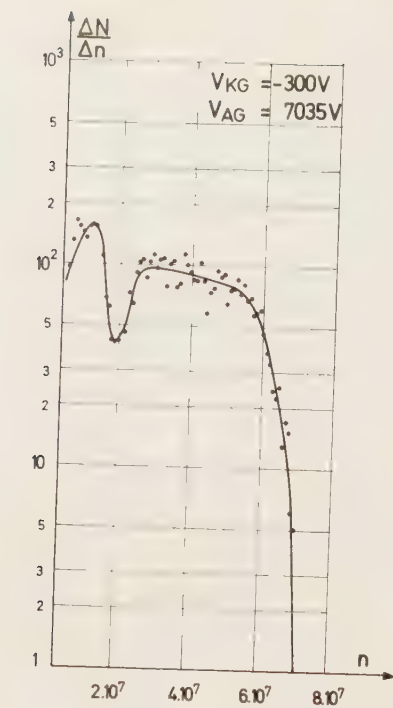
Figure 8 - Variation du produit αd en fonction de V_{AG} pour diverses teneurs en méthylal

c) DECLENCHEMENT DES ETINCELLES

On remarque, sur la figure 9, que les plus grandes avalanches, celles qui donnent des étincelles, ont un nombre de charge croissant avec le champ dans l'espace de détection. On a respectivement :

E volt/cm	300	500	800	1 000
$nc \times 10^8$	0,7	0,9	1,8	1,8

Si l'on effectue le rapport ρ entre le nombre de charge correspondant au pic de la distribution sur les figures 9 et le nombre n , pour la même tension, donné par la figure 8 (40 mm Hg de méthylal), on obtient le tableau ci-dessous :



N = nombre d'avalanches
 n = nombre de charges
 Temps de mesure : 5 min.

Figure 9 - Distribution des avalanches avec une source d'Iode ¹²⁵

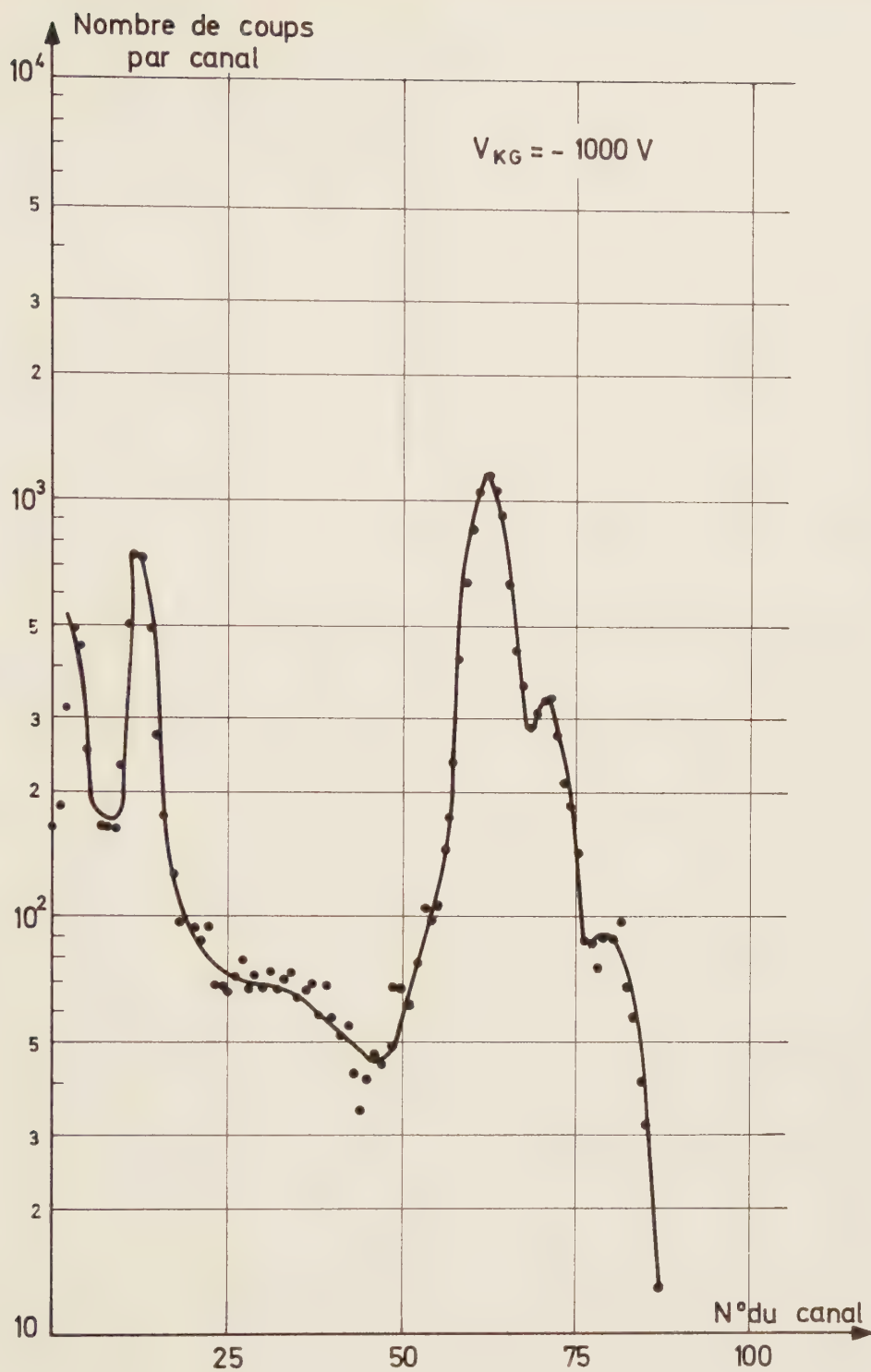


Figure 9bis - Spectre donné par une source d'Iode¹²⁵ en régime proportionnel

E volt/cm	300	500	800	1 000
ρ	610	665	445	480

Pour la figure 9 bis, $\rho = 760$. Or, dans le cas de cette figure, la chambre fonctionne en régime proportionnel et ρ doit être égal au nombre n_0 d'électrons ayant traversé la grille. Ce nombre n_0 correspond à l'énergie du photon X absorbé, divisée par l'énergie moyenne d'ionisation et multipliée par la transparence de la grille, soit :

$$\frac{27,2 \cdot 10^3 \times 0,63}{23} = 730$$

L'accord entre ρ et n_0 pour la figure 9bis est dans la marge d'incertitude des mesures. Par contre ρ est plus faible lorsque le seuil des étincelles est atteint. Les électrons doivent traverser une région où la concentration des charges positives est importante, l'effet global est une diminution de la multiplication. Cependant, lorsque E diminue dans l'espace de détection, ρ de nouveau augmente. Ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante : quand les électrons s'égrènent, le coefficient α de TOWNSEND croît pour ceux n'ayant pas atteint la tête d'avalanche, sous l'influence des charges positives. Le calcul permet de se rendre compte de l'importance de ce phénomène.

Nous admettons que les charges positives N_+ sont uniformément concentrées dans une sphère et que α est augmenté de $\Delta\alpha$ sous l'influence d'un champ additionnel.

$$\Delta E = 1,44 \cdot 10^{-9} \frac{N_+}{r^2}$$

(en unités MKSA, r étant la distance au centre de la sphère). En se reportant à la figure 8 pour 40 mm Hg de méthylal :

$$\frac{\Delta(\alpha d)}{\Delta V} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta E} = 0,008$$

d'où

$$\Delta\alpha = 1,2 \frac{N_+}{r^2} 10^{-11}$$

$$\int_R^\infty (\Delta\alpha) dx = \frac{1,2 \cdot 10^{-11}}{R} N_+$$

(R : rayon de la sphère)

Le rayon de la sphère dépend du champ dans l'espace de détection. Pour 300 V/cm, $R \simeq 0,42$ mm (voir estimation de d_m ci-après). Toutes les charges positives formées lors de l'avalanche ne vont pas contribuer à renforcer le champ : l'action de ces charges au temps t ne peut se faire que sur les électrons qui ne sont pas encore arrivés. En supposant une croissance exponentielle de l'avalanche, N_+ vaut la moitié du nombre total de charge. Or, pour $E = 300$ V/cm, la figure 9 donne un nombre moyen de charges dans l'avalanche de $4 \cdot 10^7$. D'où $N_+ = 2 \cdot 10^7$.

$$\int_R^\infty (\Delta\alpha) dx = \frac{1,2 \times 2 \times 10^7 \times 10^{-11}}{0,42 \cdot 10^{-3}} = 0,57$$

Cet effet est important ; en réalité, il n'y a pas un cas idéal où tous les électrons sont influencés par la tête d'avalanche. L'effet réel ne peut être que plus faible; ainsi que le montre l'expérience. L'action de la charge d'espace se produit dans des temps très courts, de l'ordre de 10 ns. Elle explique les brusques variations d'amplitude des avalanches au voisinage de la tension d'étincelle et peut contribuer à la diminution apparente du nombre critique n_c pour les champs faibles de l'espace de détection.

La figure 10 montre que les courbes donnant la probabilité de déclencher une étincelle par avalanche se déduisent de l'une d'entre elles par translation. Elles permettent d'évaluer la variation de comptage en fonction de la tension appliquée. La tension qui correspond à un déclenchement par rayons ultra-violets est critique : elle est voisine de la tension d'accrochage. Il existe donc, dans les conditions de l'expérience, au moins un électron émis par la grille au bout du temps mort.

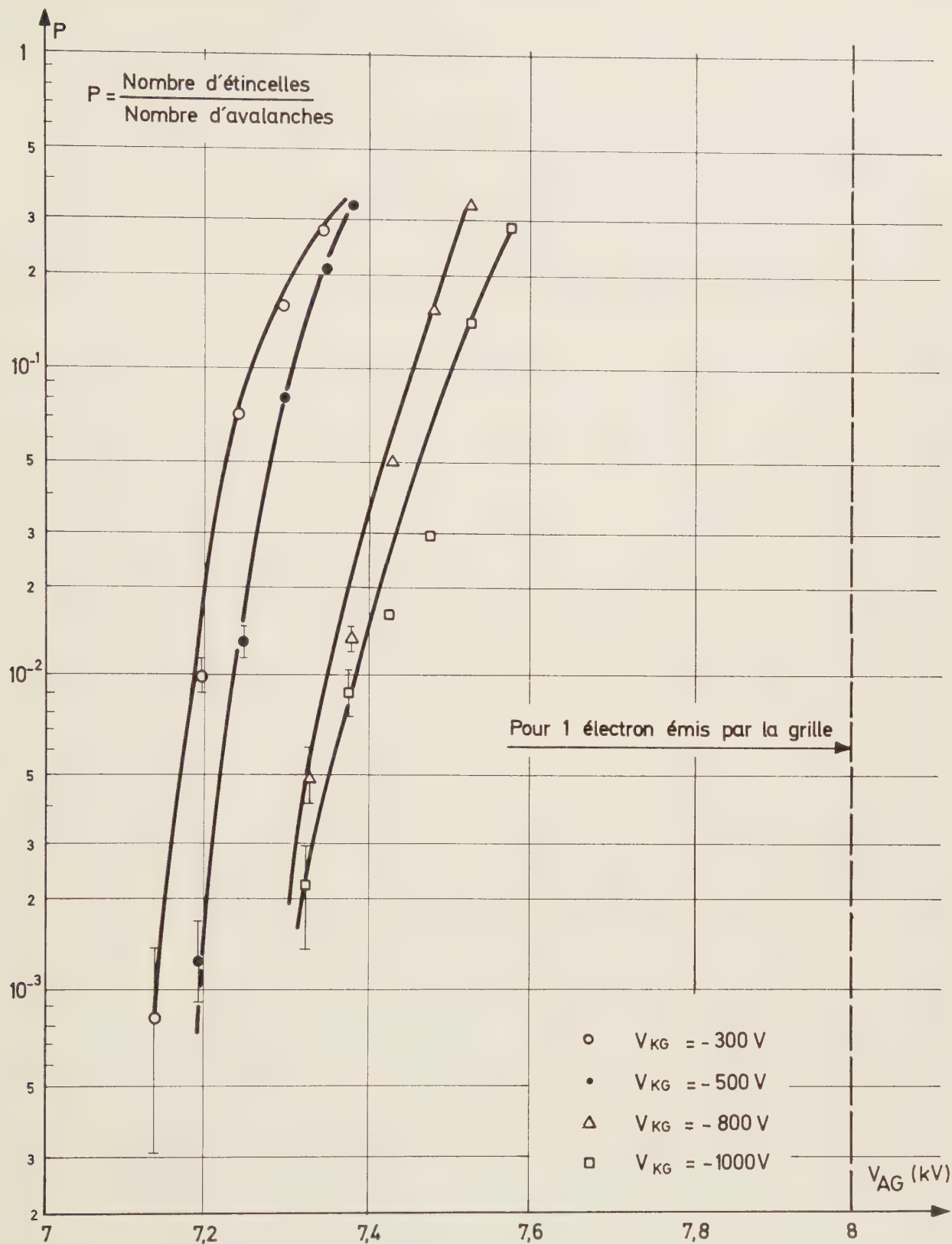


Figure 10 - Probabilité de déclenchement d'une étincelle par les photons X de l'Iode 125 en fonction de V_{AG}

Lorsqu'une étincelle est provoquée par un seul électron initial, elle naît après des avalanches successives. Cette observation est faite à l'oscilloscope. Elle nous a permis de connaître le temps de transit des électrons de la cathode à l'anode, les avalanches successives se produisant au bout de temps identiques. Or, puisque $n_0 = 1,5 \cdot 10^8$ et que le coefficient effectif γ sur la grille est voisin de 10^{-2} (réf. [65] p. 42), on en déduit que 40 mm Hg de méthylal dans 720 mm Hg de xénon et sur 4 mm provoquent une réduction de l'effet γ de l'ordre de 10^6 .

Nous allons maintenant chercher quel diamètre d'avalanche peut donner un électron unique, tout au moins dans la phase précédant l'étincelle, car il est connu [7] [66] que rapidement cette avalanche se dilate sous l'influence de forces répulsives électrostatiques. Nous pourrions faire un calcul similaire à celui exposé dans le paragraphe sur la diffusion des électrons. Toutefois, dans le cas présent, l'énergie moyenne des électrons étant importante, nous avons procédé différemment. La vitesse thermique des électrons peut être déduite de la mesure de αd en fonction de V en supposant une distribution Maxwellienne (cf. Chapitre sur les caractéristiques d'une chambre à avalanche-Introduction). Le libre parcours moyen se trouve alors déduit par le calcul :

$$\lambda = \frac{\pi}{2} \bar{v}_{th} \frac{m}{e} \frac{v}{E}$$

On trouve :

$$\bar{v}_{th} = 66 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad , \quad \lambda = 0,135 \mu$$

d'où

$$2,36 \sqrt{\lambda^2} = 0,27 \text{ mm.}$$

Nous avons calculé la longueur de la trace dans le sens perpendiculaire au champ pour 22 keV et 10 keV, ainsi que la diffusion au niveau de la grille. On peut donc, en ajoutant quadratiquement les différentes causes d'élargissement, trouver le diamètre moyen des avalanches. Les résultats des figures 9 et 10 ayant été obtenus pour un espace de détection de 1 cm, nous prendrons pour le trajet moyen parcouru par les électrons jusqu'à la grille 5 mm. On en déduit les deux tableaux ci-dessous où d_m est le diamètre moyen des avalanches.

Energie du photoélectron : 22 keV.

Dimension moyenne de la trace dans le sens perpendiculaire au champ électrique : 1,1 mm.

E volt/cm	300	500	800
d_m en mm	1,37	1,28	1,15

Energie du photoélectron : 10 keV.

Dimension moyenne de la trace dans le sens perpendiculaire au champ électrique : 0,18 mm.

E volt/cm	300	500	800
d_m en mm	0,84	0,68	0,41

On constate que pour 22 keV, d_m se confond pratiquement avec la longueur de la trace alors que pour 10 keV cette dernière ne joue qu'un rôle secondaire. Il est donc prévisible que l'étincelle ne va être déclenchée que par une portion de la trace dans le cas d'une ionisation par l'iode 125. L'ionisation spécifique croissant lorsque l'énergie diminue, l'étincelle sera engendrée préférentiellement par le bout de la trace

Le déclenchement des étincelles avec une tension plus faible pour certaines conditions de champ dans l'espace de détection a été remarqué par J. LELOUP dans l'argon-méthane [16].

Nous verrons que le fonctionnement prolongé en étincelle amène un certain attachement électronique. Cet attachement est d'autant plus sensible que les électrons sont plus lents dans l'espace de détection. Ceci suggère que pour l'utilisation de grands intervalles de détection, il serait sans doute préférable d'avoir un champ électrique important suivi d'un intervalle d'expansion permettant aux électrons de déclencher l'étincelle dans les meilleures conditions. Cette disposition conduit à une chambre à quatre électrodes.

III. PERTURBATIONS APPORTÉES PAR UNE ÉTINCELLE

a) INTRODUCTION

Lors de la construction d'une chambre à étincelle de grand diamètre - par exemple 20 cm de diamètre de détection - le principal écueil que l'on rencontre est le temps mort. Ce temps mort est le temps qu'il faut attendre après une étincelle pour que les conditions de détection soient redevenues normales. On le réalise en plaçant une résistance élevée, 10 à 100 M Ω , entre l'anode et l'alimentation haute tension. L'estimation de la plus petite résistance admissible se fait en enregistrant le mouvement propre de l'appareil en l'absence de source radioactive ; dès que ce mouvement propre devient instable, on est à la limite du temps mort admissible. Deux facteurs contribuent à augmenter le temps mort :

- de grands diamètres d'électrodes conduisent à des capacités anode-grille importantes (on trouve pratiquement 140 pF pour les chambres de 20 cm de diamètre),
- plus la tension d'étincelle est élevée, plus l'énergie dépensée par l'étincelle est grande.

Or, pour obtenir un rendement de détection élevé, nous avons utilisé le xénon-méthylal fonctionnant à 7500 volts pour une distance entre grille et anode de 4 mm. Cette tension serait plus faible avec des distances inter-électrodes plus petites. Cependant on est limité dans ce domaine car la grille doit être transparente aux électrons et le champ électrique est perturbé par les vides de maille. La distance de 4 mm entre grille et anode correspond à l'utilisation d'une grille ayant un vide de maille de 125 μ et un diamètre de fil de 40 μ .

Il est tout de même possible de produire des étincelles moins puissantes que celles correspondant à la décharge de deux plateaux d'un condensateur. Pour obtenir ce résultat, l'une des électrodes est résistante et un court-circuit provoqué par l'apparition d'une étincelle vient concurrentement décharger le condensateur. Ces dispositifs sont étudiés au chapitre IV. Pour diminuer le temps mort, il faut chercher par quels mécanismes une étincelle parasite peut être produite. Or pour cela, il faut remplir deux conditions : avoir des électrons et un champ multiplicateur suffisant. Il est peu probable que les électrons générant l'étincelle parasite viennent de l'espace de détection. En effet, en inversant le champ électrique dans cet espace, on n'élimine pas les étincelles parasites. Ils viennent donc de la grille. On trouve une revue des différents phénomènes pouvant se passer dans la publication des cours d'été 1963 de l'Université de Nouvelle Angleterre à Armidale en Australie ([33], chapitres 2 et 7). Le phénomène d'émission est lié à l'augmentation locale de température du fil de grille. On trouve ce dernier légèrement corrodé quand on l'observe au microscope. Le fil finit par brûler complètement si des étincelles éclatent toujours en un même point à une cadence de 300 par seconde pendant un temps de l'ordre du quart d'heure. Le champ électrique appliqué favorise l'émission électronique. Différentes lois ont été exprimées pour rendre compte de ce phénomène : loi de RICHARDSON-SCHOTTKY, loi de FOWLER-NORDHEIM modifiée par MURPHY et GOOD. En fait, les propriétés des surfaces réelles sont mal connues et dépendent des différentes opérations de nettoyage. Si la loi de RICHARDSON-SCHOTTKY était satisfaisante, au bout d'un temps de 1 ms, la température locale du fil de grille en acier inoxydable devrait être encore d'environ 600° K pour donner une émission notable d'électrons.

Compte tenu de l'énergie absorbée, par simple conduction thermique, le calcul rend cette hypothèse douteuse. Mais ainsi que de nombreux auteurs l'ont observé, pour des champs de 10⁶ V/m l'émission est nettement plus importante que ne le prévoit cette loi.

Nous avons vu que 500 électrons en 250 nanosecondes contribuaient à déclencher l'étincelle en fonctionnement normal. Ceci correspond à 2.10⁹ électrons/sec. émis de façon aléatoire. Mais

il n'est pas indispensable qu'autant d'électrons soient émis. Il se peut que l'inhomogénéité du gaz soit telle que certains chemins privilégiés suivis par les électrons permettent d'obtenir une multiplication plus grande. Nous montrerons, par une expérience faite en contraste de phase, qu'il en est bien ainsi. Nous verrons que la densité locale du gaz reste perturbée au bout d'un temps de 1 ms, affectant des formes bizarres dues, entre autres, à l'expansion du canal d'étincelle et à la présence d'une électrode pleine. Il est, par contre, très difficile de savoir comment varie l'émission électronique après une étincelle. Le dispositif pour observer les avalanches est perturbé par des microclaquages le long des isolants après le passage d'une étincelle.

Cependant il existe un autre phénomène gênant : c'est l'effet PAETOW. Il est produit par le claquage de microdépôts isolants chargés situés sur la grille. Les charges peuvent être acquises par fixation d'ions positifs ou photoionisation. Les claquages peuvent se produire longtemps après le passage des étincelles qui sont responsables des charges acquises. Ce phénomène peut se produire après un usage prolongé de la chambre car le cracking du méthylal finit par créer un dépôt sur la grille. Il peut rendre également une chambre inutilisable dès le début si la grille présente des micro-inclusions isolantes.

b) L'OBSERVATION EN CONTRASTE DE PHASE

Les ondes de pression associées à la décharge ont été étudiées dans le cas de phénomènes naturels comme les orages ou pour les plasmas lorsque les décharges sont importantes ([33], chapitre 24, [34], chapitre 5). Les étincelles de faible puissance dans les gaz à la pression atmosphérique ne semblent pas avoir été étudiées. On peut imaginer la situation suivante : supposons qu'un fin canal, dont le diamètre est le diamètre apparent de l'étincelle, soit juste après la décharge à une pression nulle. Comment au cours du temps par simple diffusion la pression va-t-elle redevenir normale ? Ou, ce même canal étant au temps t_0 à une température uniforme de plusieurs milliers de degré, comment la température va-t-elle évoluer ?

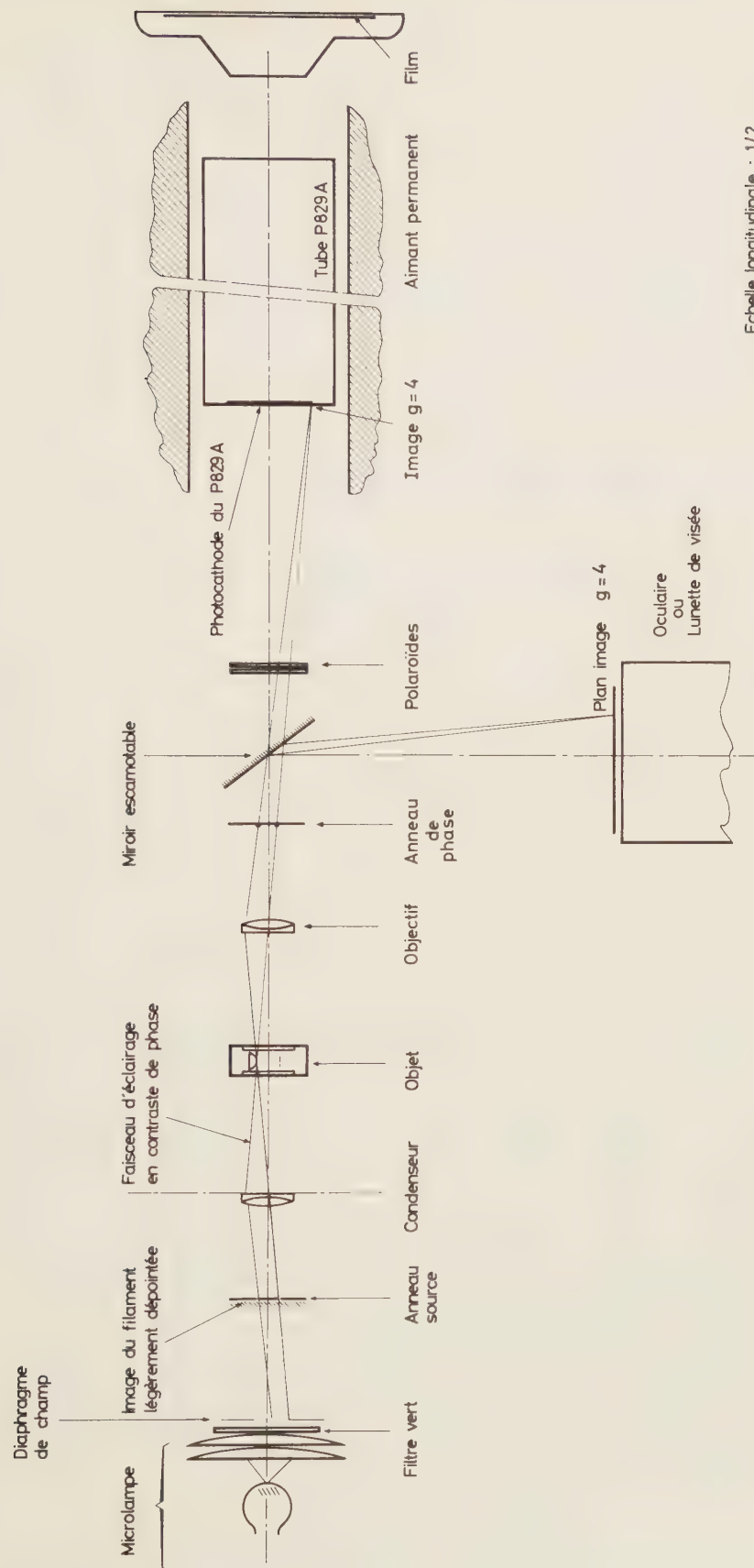
Le phénomène est régi par une équation de diffusion : $\frac{\partial p}{\partial t} = D \Delta p$ dans laquelle D n'est pas nécessairement constant, ou par l'équation de conduction thermique : $\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{K}{c} \Delta \theta$ (θ température, K conductibilité thermique, C chaleur spécifique par unité de masse).

Si l'on cherche à résoudre l'équation de diffusion avec un diamètre d'étincelle de 0,2 mm, un coefficient de diffusion pour le xénon à la pression atmosphérique de 0,068 cm²/s, on trouve au bout d'un temps de 1 ms, la situation suivante en fonction du diamètre :

d_{mm}	0	0,2	0,4	0,6
p_{atm}	0,78	0,82	0,91	0,97

Ces perturbations sont très importantes. En se reportant aux courbes donnant d en fonction de V et en se rappelant qu'en première approximation $\frac{\alpha}{p}$ n'est fonction que de E/p , on voit que 7 % de variation de pression sont suffisants pour que l'étincelle soit provoquée par un seul électron au lieu d'être provoquée par un photon X de 27,2 keV. Nous ne traiterons pas l'équation de température car trop d'incertitudes demeurent. Elle a été étudiée par CURZON et GAUTAM [37]. Ces auteurs ont fait l'hypothèse que le canal chaud se dilatait en restant cylindrique et se refroidissait au contact des électrodes. Or les observations, que nous allons décrire, contredisent cette éventualité. Nous avons fait le montage de la figure 11.

On y reconnaît le montage classique du contraste de phase, l'image est reçue sur un tube amplificateur d'image multiétage P 829 A de chez English Electric Valve. Ce tube, utilisé au laboratoire pour d'autres expériences [12], a l'avantage de pouvoir servir d'obturateur rapide et d'avoir un gain en photons de 10^5 à 10^6 . Ainsi peut-on obtenir des images en 15 microsecondes avec une microlampe 6 V 5 A équipée d'un filtre vert. On a interposé sur le faisceau des polaroïdes pour éviter de détruire le tube au cours d'une fausse manœuvre. L'anneau de phase est un anneau d'objectif de microscope de chez Nachet ayant une transmission de 1 %. Pour un premier essai, nous avons utilisé une focale d'objectif relativement courte ($f = 80$ mm) mais permettant un montage simple. On ne peut alors diaphragmer beaucoup l'objectif si l'on veut que le champ de 4 mm entre électrodes reste couvert. Dans le cas de la figure 11, un écart longitudinal de 0,4 mm correspond à une variation de phase de π au bord de l'ouverture entre deux surfaces d'onde tangentes au sommet.



Echelle longitudinale : 1/2
 Echelle transversale : 2

Figure 11 - Schéma de principe du montage "contraste de phase"

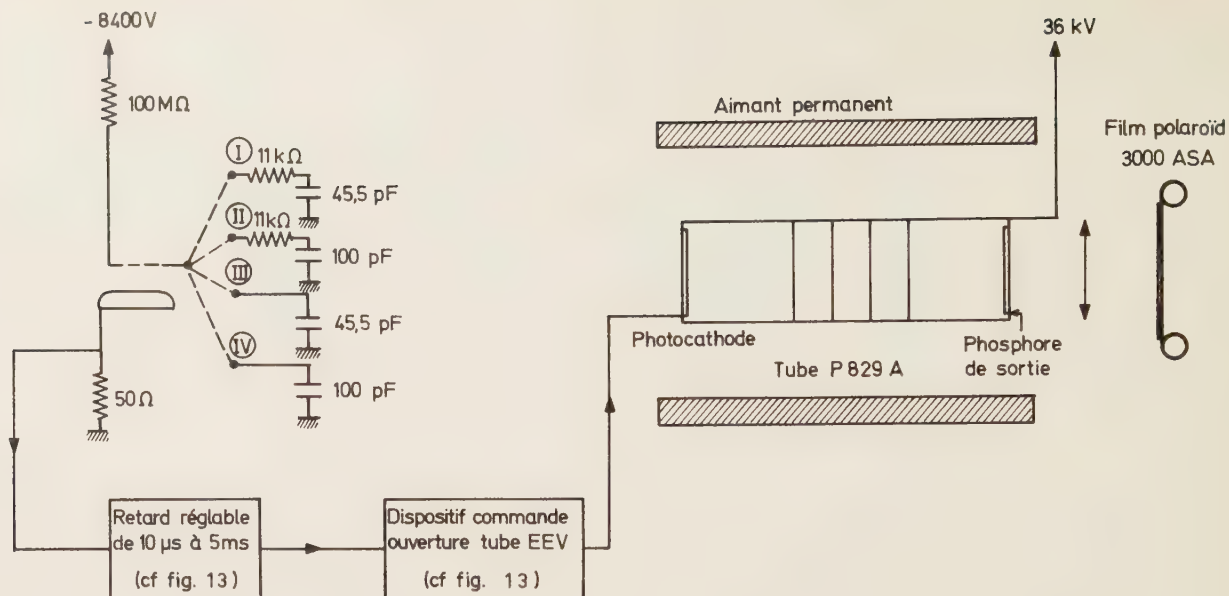


Figure 12 - Bloc - diagramme de l'électronique associée au montage "contraste de phase"

Le tube P 829 A présente l'inconvénient des tubes amplificateurs d'image à grand gain : la définition dépend beaucoup du contraste.

La figure 12 montre le principe de la commande du tube ainsi que les différents circuits RC utilisés pour la décharge de l'étincelle.

Sur la figure 13 on a reproduit les circuits électroniques de commande. Pour un temps d'ouverture du tube de 15 μ s, nous avons testé le montage avec des buses de différents diamètres au travers desquelles s'échappait un gaz. Nous avons utilisé des buses de diamètre : 100 μ , 500 μ , 800 μ , 1,1 mm, 1,7 mm et les deux gaz suivants : l'argon et l'éthane. Les indices sont approximativement les suivants :

	air	méthane	éthane	xénon	[35]	[36]
$(n-1) 10^5$	29	44	78	70		

On constate que, quel que soit le diamètre de la buse, le jet d'argon est bien visible à l'oculaire mais n'est pas visible sur le cliché Polaroid photographiant l'écran de sortie du tube P 829 A. Par contre, le jet d'éthane est toujours visible même pour le diamètre le plus fin.

Cette méthode nous servira pour détecter les perturbations provoquées par l'étincelle mais ne peut, au stade actuel, servir à faire des mesures : les solides de diffraction dans le plan de l'anneau de phase correspondant aux objets observés ont des dimensions trop petites et la profondeur de champ est trop faible.

La figure 14 montre les résultats obtenus soit au moyen de la décharge d'une capacité pure, soit d'une décharge passant au travers d'une résistance de 11 k Ω . Les images couvrent des temps compris entre 30 μ s et 3 ms. Au bout de 3 ms, la limite de sensibilité du montage est atteinte ; ce temps correspond au temps mort de nos chambres à étincelle. La distance entre les électrodes est de 4 mm ; il y a 720 mm Hg de xénon et 40 mm Hg de méthylal.

On observe qu'au bout de 30 μ s, le canal a déjà fini son expansion. Il atteint les diamètres suivants :

	C = 100 pF	C = 45,5 pF	C = 100 pF R = 11 k Ω	C = 45,5 pF R = 11 k Ω
diamètre en mm	1,3	1,2	1,2	0,8

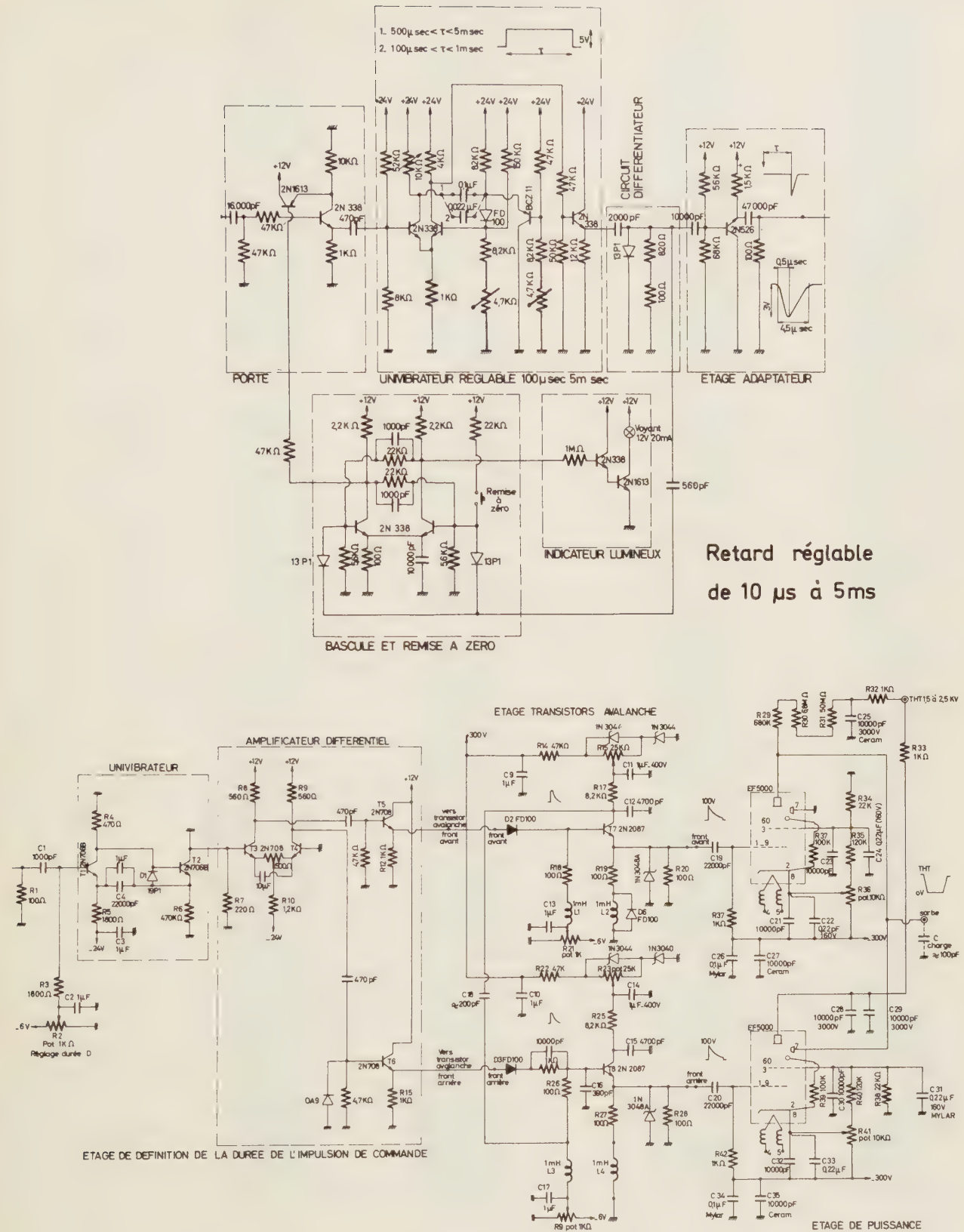


Figure 13 - Dispositif de commande du tube EEV

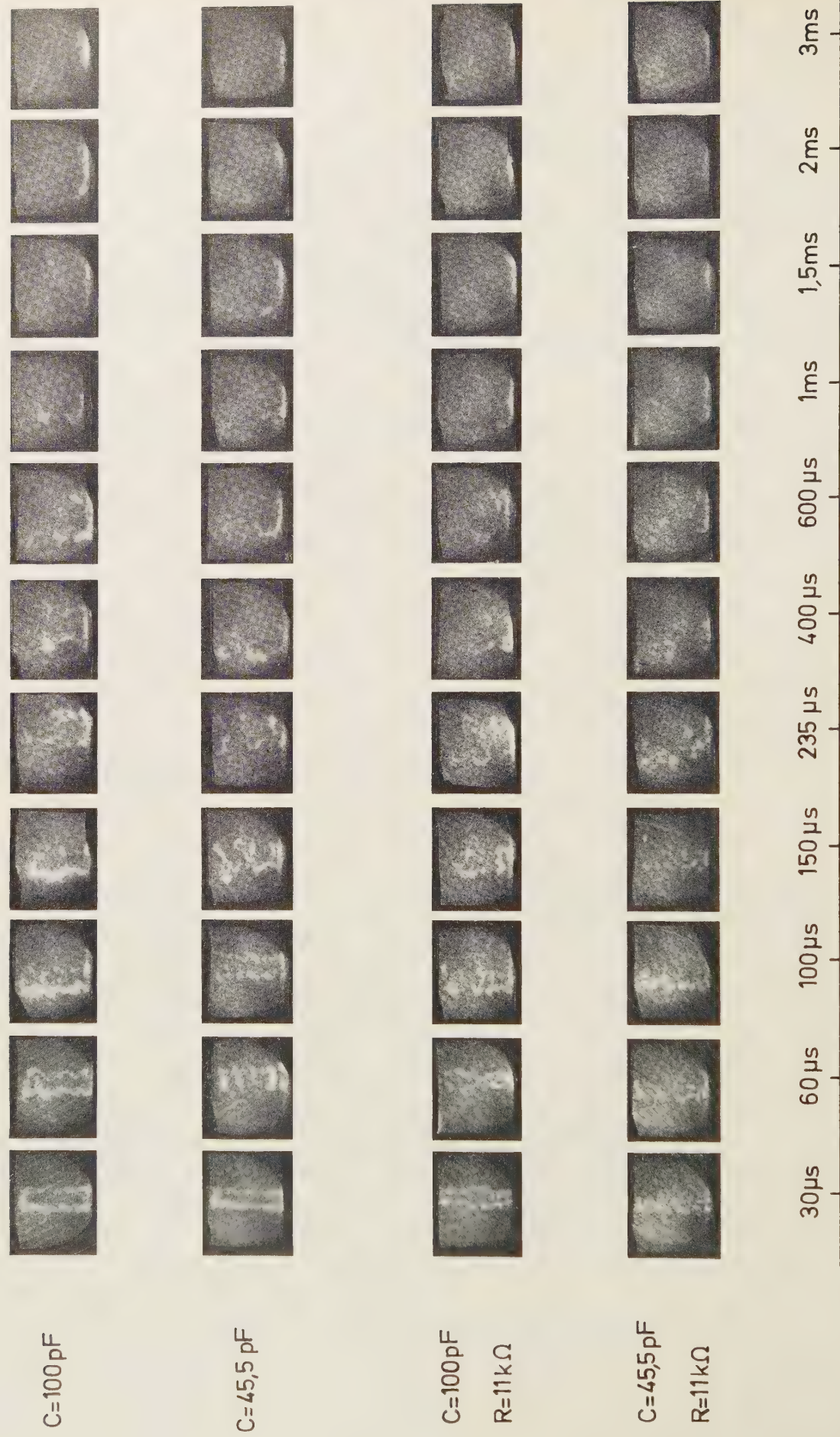


Figure 14 - Images prises en instantané au contraste de phase au bout d'un temps variable après le passage d'une étincelle.

Mais, excepté pour $C = 100 \text{ pF}$, la structure du canal a déjà commencé de se modifier. Sur les clichés, la grille est en haut de l'image, l'électrode pleine, légèrement arrondie, est en bas.

Les phases ultérieures montrent une diffusion latérale de la perturbation mais, aussi, un régime qui paraît influencé par l'électrode pleine. Au bout de 3 ms, et pour les étincelles les plus puissantes, on ne voit un déphasage qu'au contact de l'électrode pleine.

Le canal, tel qu'il apparaît au bout de 30 μs , montre que la perturbation est plus importante que celle décrite par l'équation de diffusion en supposant un canal chaud initial de 0,2 mm. Ce diamètre avait été estimé d'après des photographies de l'étincelle. Si l'on augmente l'ouverture numérique de l'objectif lors de la prise de vue, le diamètre apparent croît. En refaisant le calcul à l'envers, on trouverait initialement un canal chaud 3 ou 4 fois plus large.

Au bout d'un temps supérieur à la milliseconde, les variations locales de densité occupent des volumes importants et sont réparties d'une façon qui semble aléatoire.

Cette expérience met en évidence l'influence de la capacité qui se décharge et la diminution des perturbations du gaz grâce à une résistance mise en série. Elle montre dans quelle mesure il est plausible qu'un seul électron partant de la grille provoque une étincelle parasite. La sensibilité du montage ne permet sans doute pas d'apprécier des variations locales d'indice plus petites que 30 %. Toutefois, il est possible que le méthylal détruit provoque une suppression locale importante, une molécule de méthylal pouvant donner trois molécules après décomposition.

Nous allons compléter ces observations en cherchant volontairement à provoquer deux étincelles successives. Nous mesurerons la tension moyenne de réignition et la distance entre deux étincelles au niveau de la grille.

c) MESURE DE LA RIGIDITE DIELECTRIQUE DU GAZ

La figure 15 montre le bloc diagramme du dispositif utilisé pour redéclencher une étincelle. Les 4 circuits RC précédemment employés pour l'observation en contraste de phase peuvent être connectés. Le circuit retard est semblable à celui du montage précédent. Le circuit de déclenchement est celui utilisé sur les chambres à étincelle de 20 cm de diamètre, son schéma est reproduit figure 20. Deux réglages sont prévus : un réglage fin par variation de tension sur l'anode du tube 4 PR 60, un pré-réglage par la capacité C_1 de liaison. Cette capacité en série avec la capacité C de charge de l'éclateur fait diviseur de tension. Une capacité de 10 nF en série avec C du côté de la masse permet la mesure de la tension grille au moyen d'une sonde d'oscilloscope. Une source d'iode 125 est placée sous la grille. Un grand nombre de rayons X sont émis. La tension V de fonctionnement est obtenue quand environ une étincelle par seconde jaillit. Dans ces conditions un nombre $n_0 \gg 1$ d'électrons contribue à initier l'étincelle. On appelle V_A , ou tension d'accrochage, la tension à partir de laquelle le nombre d'étincelles est indépendant de la présence de la source et ne dépend que du circuit de recharge de C .

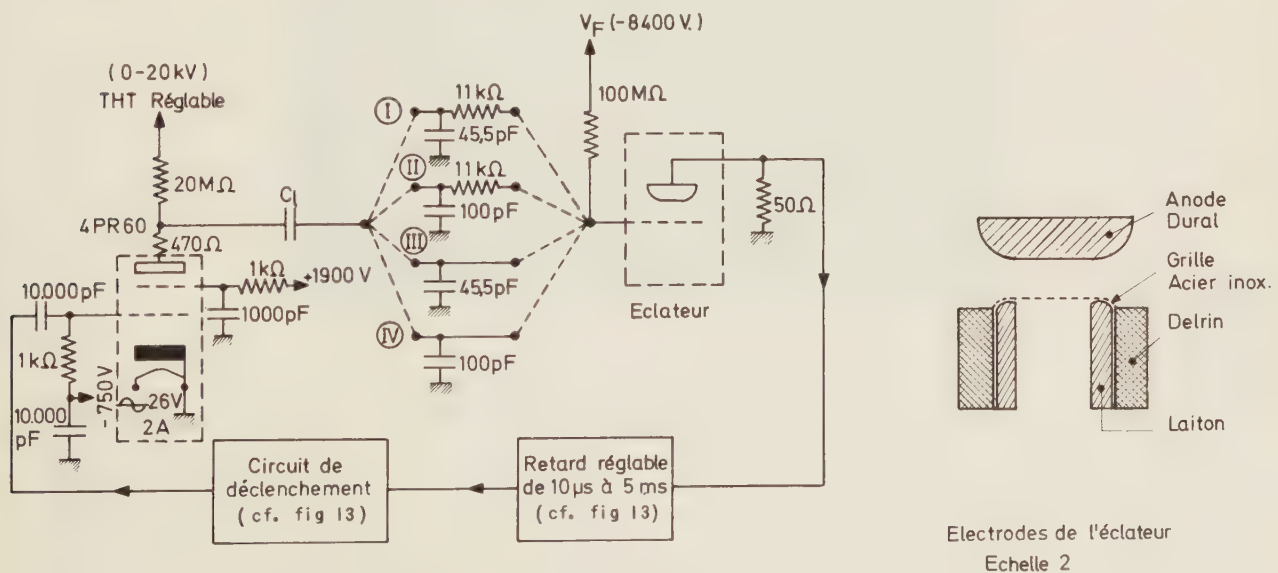
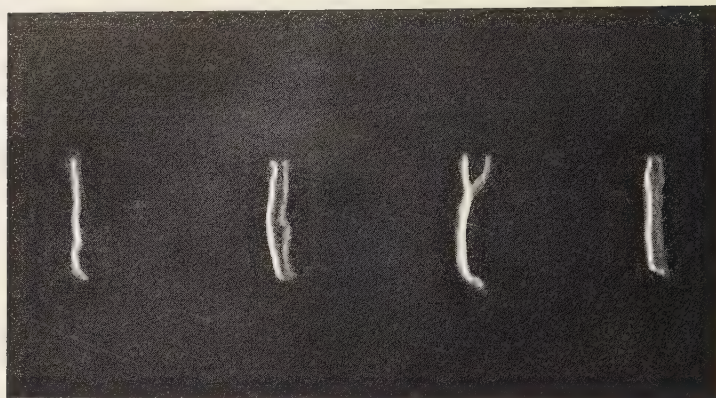


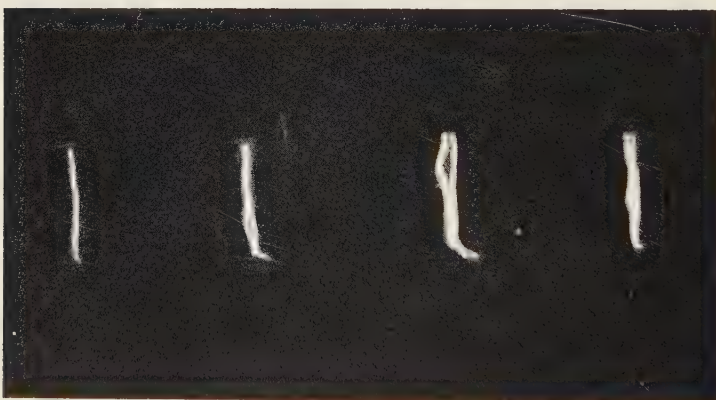
Figure 15 - Dispositif d'étude de réignition d'une étincelle après un retard réglable



a) 250 μ s



b) 500 μ s



c) 2 ms

Figure 16 - Etincelles séparées par un temps de :

a) 250 μ s b) 500 μ s c) 2ms

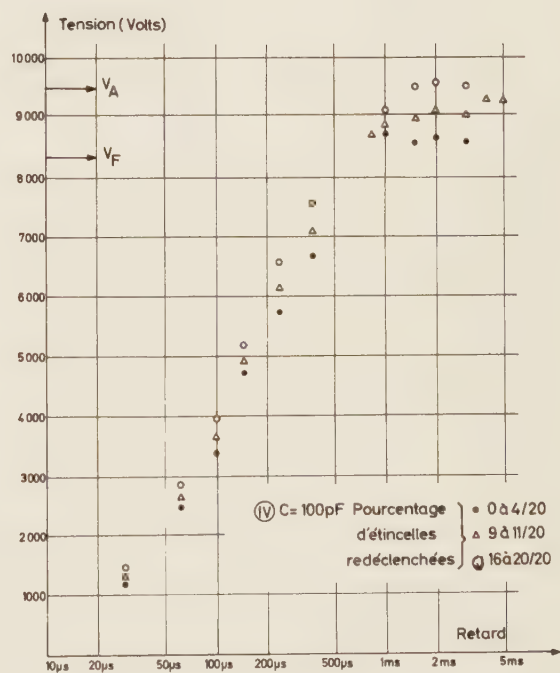
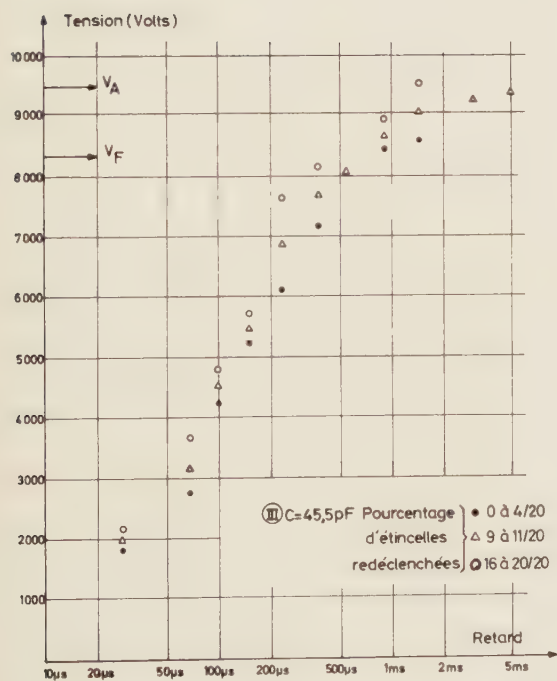
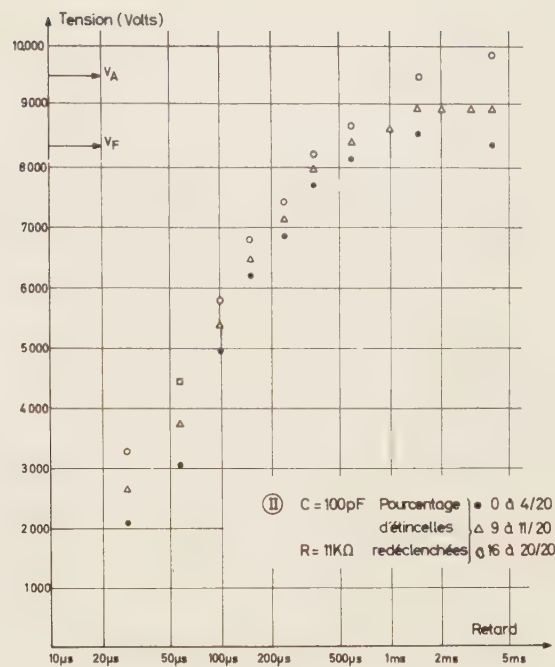
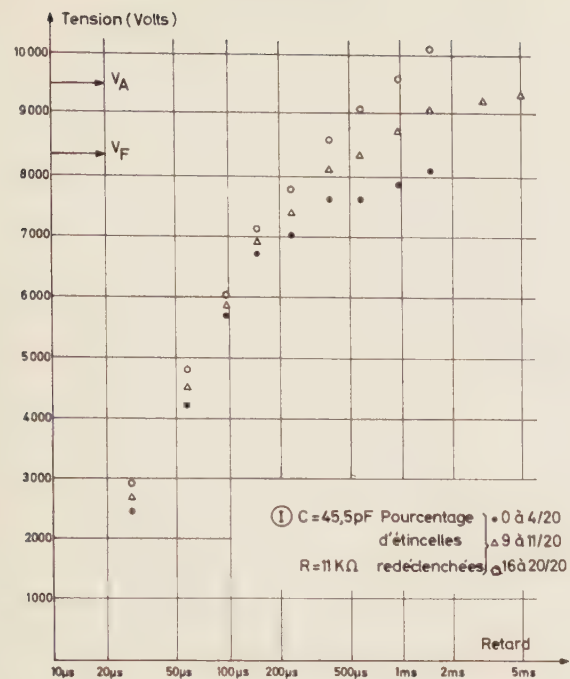


Figure 17 - Au bout d'un temps variable après une étincelle, tension provoquant la réignition pour différentes capacités et résistances en parallèle sur l'éclateur.

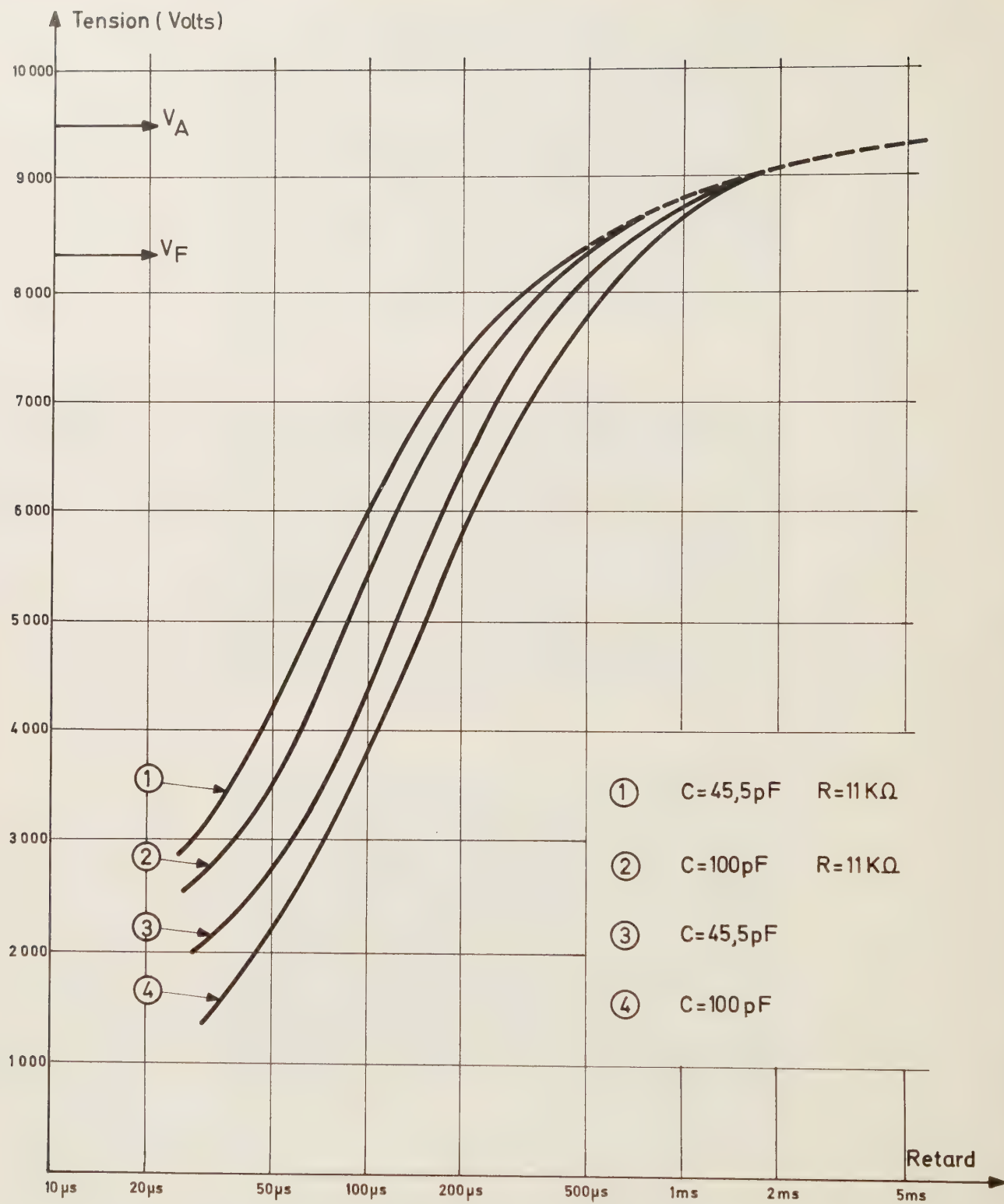


Figure 17bis - Au bout d'un temps variable après une étincelle, tension provoquant la réignition.

Nous avons également photographié deux étincelles successives ; la tension appliquée pour déclencher la deuxième étincelle est celle qui provoque le déclenchement pour 80 % des essais. La figure 16 montre les résultats pour trois retards : 250 μ s, 500 μ s, 2 ms. A gauche, sur chaque photo une étincelle unique sert de témoin ; la longueur des étincelles est de 4 mm ; la grille est en haut du cliché, l'anode en bas. On constate que pour 250 μ s, les deux étincelles sont plus écartées que pour les retards plus grands. En moyenne on a 0,5 mm entre deux étincelles pour un retard de 250 μ s, à partir de 500 μ s l'écart est d'environ 0,1 mm. Ces dimensions doivent correspondre aux zones suffisamment chaudes sur la grille pour permettre une émission électronique.

La figure 17 donne les tensions de réignition en fonction du retard pour différents circuits RC. On y a fait figurer les résultats pour trois pourcentages d'étincelles redéclenchées. On remarque qu'à partir d'un retard de 1 ms, la tension moyenne de réignition atteint la tension V_p et que l'écart entre les différents pourcentages croît. Comme, pour des retards de 5 ms on peut trouver une tension à 20 % près de V_p déclenchant à coup sûr une deuxième étincelle, il y a au bout de ce temps encore un électron au moins émis par la grille. Cette émission électronique est localisée au point initialement le plus chaud ainsi que le prouve la figure 16. Les résultats les plus différents sont obtenus pour $C = 100$ pF, $R \simeq 0$ et $C = 45,5$ pF $R = 11$ k Ω . Le fait que l'écart entre les courbes représentant les différents pourcentages d'étincelles redéclenchées est plus grand pour $C = 45,5$ pF $R = 11$ k Ω peut être interprété comme une plus rapide récupération de la pression moyenne entre les électrodes ce qu'indiquent également les images en contraste de phase.

Afin de montrer pour les retards inférieurs à 500 μ s comment se placent les différents résultats en fonction du circuit RC, nous avons reporté les pourcentages moyens sur la figure 17 bis. On y voit que le circuit, $C = 100$ pF $R = 11$ k Ω , donne des temps de recouvrement de la rigidité diélectrique plus faibles que pour $C = 45,5$ pF $R \simeq 0$. C'est une nouvelle confirmation de l'intérêt d'utiliser un dépôt semi-conducteur pour l'anode.

L'allure des courbes que nous avons tracées présente des analogies avec celles trouvées par d'autres auteurs ([34], page 421, [37]). Cependant les étincelles, dans notre cas, sont moins puissantes, le retour au calme se fait plus rapidement et on distingue plus nettement trois phases : celle des temps inférieurs à 50 μ s, entre 50 μ s et 500 μ s, au delà de 500 μ s. Pendant la première phase, les courbes présentent une croissance lente, le canal chaud est approximativement cylindrique. Durant la deuxième phase, la tension de réignition croît rapidement ; le gaz retourne rapidement vers l'état d'équilibre, le refroidissement de la grille est rapide. Après 500 μ s à 1 ms, il est nécessaire d'appliquer une tension supérieure à la tension correspondant à la première étincelle pour provoquer dans un temps court - de l'ordre de 100 μ s - une deuxième étincelle.

IV. CARACTÉRISTIQUES D'UNE CHAMBRE A ÉTINCELLE

a) DESCRIPTION D'UNE CHAMBRE A ETINCELLE

La figure 18 donne la coupe d'une chambre à étincelle prototype ayant un diamètre utile de détection correspondant au diamètre intérieur de la couronne portant la grille soit 20 cm. Cette chambre a servi à des applications médicales où l'objet radioactif est à quelques centimètres du détecteur. C'est pour cette raison qu'un disque en plomb percé de nombreux trous parallèles est placé sous le détecteur.

La grille est en acier inoxydable : les fils ont 40 μ de diamètre, le vide de maille est de 125 μ . Elle est pincée entre deux couronnes et tendue en serrant par des vis ces dernières sur une contre bague.

Le dépôt conducteur sur verre est de l'oxyde d'étain dopé et déposé à une température convenable pour donner une résistance carrée de 8 k Ω avec une épaisseur de 2000 Å résistant à l'usure par les étincelles. Le dépôt est très transparent. Il a été réalisé spécialement pour cette application par le Laboratoire de Cachan de la Société S.A.T. Le volume mort de gaz au-dessus du verre conducteur n'a servi qu'à rendre plus commode la réalisation mécanique du prototype.

La figure 19 montre le bloc diagramme de l'électronique associée à la chambre et la figure 20 le détail des circuits. Le circuit de déclenchement a pour fonction de faire conduire le tube de puissance 4 PR 60 dès l'apparition d'une étincelle. Les charges accumulées sur le verre conducteur passent préférentiellement par ce tube car pour la partie périphérique de l'anode le dépôt présente, relativement à la partie centrale, une grande capacité et une faible résistance. Le tiroir de sécurité coupe la haute tension sur la chambre dès que le taux d'étincelle est trop élevé. Un intégrateur permet de suivre la stabilité du taux de comptage.

Ces différents organes ont été associés à la chambre pour les raisons suivantes. Le montage présente une capacité grille-verre de 140 pF. Avec un dépôt parfaitement conducteur, les étincelles sont très lumineuses, provoquent l'émission par la grille d'un grand nombre d'électrons, ne permettant pas d'obtenir un taux d'étincelles par seconde important. En effet, l'émission de grille devient compétitive avec la bouffée d'électrons due à un effet photoélectrique dans l'intervalle de détection et les perturbations locales de densité du gaz sont importantes. Par contre avec une résistance carrée du dépôt conducteur notable, la capacité locale qui se décharge est faible, les zones chargées avoisinantes ne pourront se décharger qu'au travers d'une résistance limitant considérablement la puissance instantanée dissipée. Si, en outre, on vient simultanément décharger le condensateur grille-verre conducteur muni d'un anneau en nickel entourant le dépôt d'oxyde d'étain, la capacité apparente qui se vide par l'étincelle est divisée par un facteur sept.

Le tiroir de sécurité permet d'éviter une destruction du verre si par mégarde la haute tension appliquée à la chambre est trop élevée.

b) INFLUENCES CONJUGUEES DU VERRE CONDUCTEUR ET DU COURT-CIRCUIT ELECTRONIQUE [17]

Dès que le diamètre du détecteur devient important (vers 20 cm), la résistance du dépôt d'oxyde d'étain doit être choisie entre certaines limites. On appelle résistance carrée pour un dépôt conducteur mince la résistance qu'on obtiendrait pour un dépôt de forme carrée lorsque deux électrodes parfaitement conductrices sont placées aux extrémités de deux côtés opposés. Elle est encore définie par le rapport : $R_o = \frac{\rho}{e}$ où ρ est la résistivité du matériau et e son épaisseur.

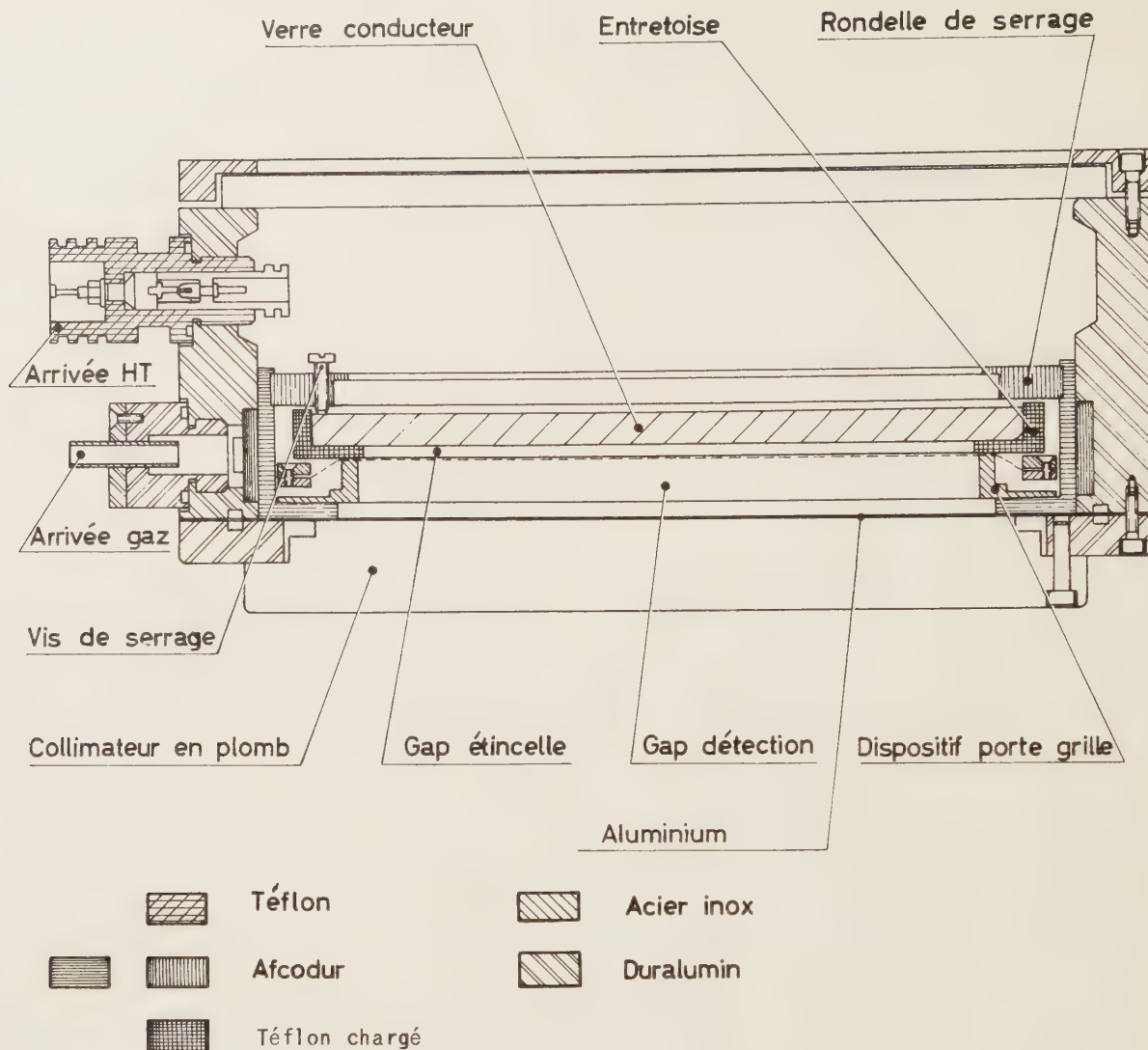


Figure 18 - Chambre à étincelles.

Si la résistance est trop faible, la limitation du courant au travers de l'étincelle est peu importante, le court-circuit électronique n'a pas le temps de réagir. Par contre, si la résistance est trop élevée, les défauts d'homogénéité de résistance modifient la luminosité des étincelles. La figure 21 illustre ce phénomène. Pratiquement on prend une résistance carrée comprise entre 7 et 8 k Ω . Cette condition est moins sévère pour des diamètres de détecteur plus petits, 7 cm par exemple. Une résistance carrée de 30 k Ω est alors admissible.

On observe l'impulsion de courant passant dans l'étincelle de deux façons différentes. Le signal électrique sur la grille qui est mise à la masse au travers de 50 Ω fournit un moyen d'observation car il existe toujours une petite capacité parasite anode masse qui se décharge en empruntant le verre conducteur et la résistance de 50 Ω . La figure 22 montre ce signal. Ce dernier sert également au déclenchement du court-circuit électronique. Sur la figure 22 on voit que le courant continue de passer jusque vers un temps de 1 μ s. Un verre deux fois moins résistant donne une forme de courant semblable en divisant par deux l'échelle des temps.

La deuxième façon d'observer le courant d'étincelle est de mettre un photomultiplicateur au-dessus de la chambre. La figure 23 montre le résultat dans deux cas : avec ou sans court-circuit déclenché. Ce dernier était un "spark gap" construit au laboratoire, abandonné depuis en raison de sa trop faible durée de vie.

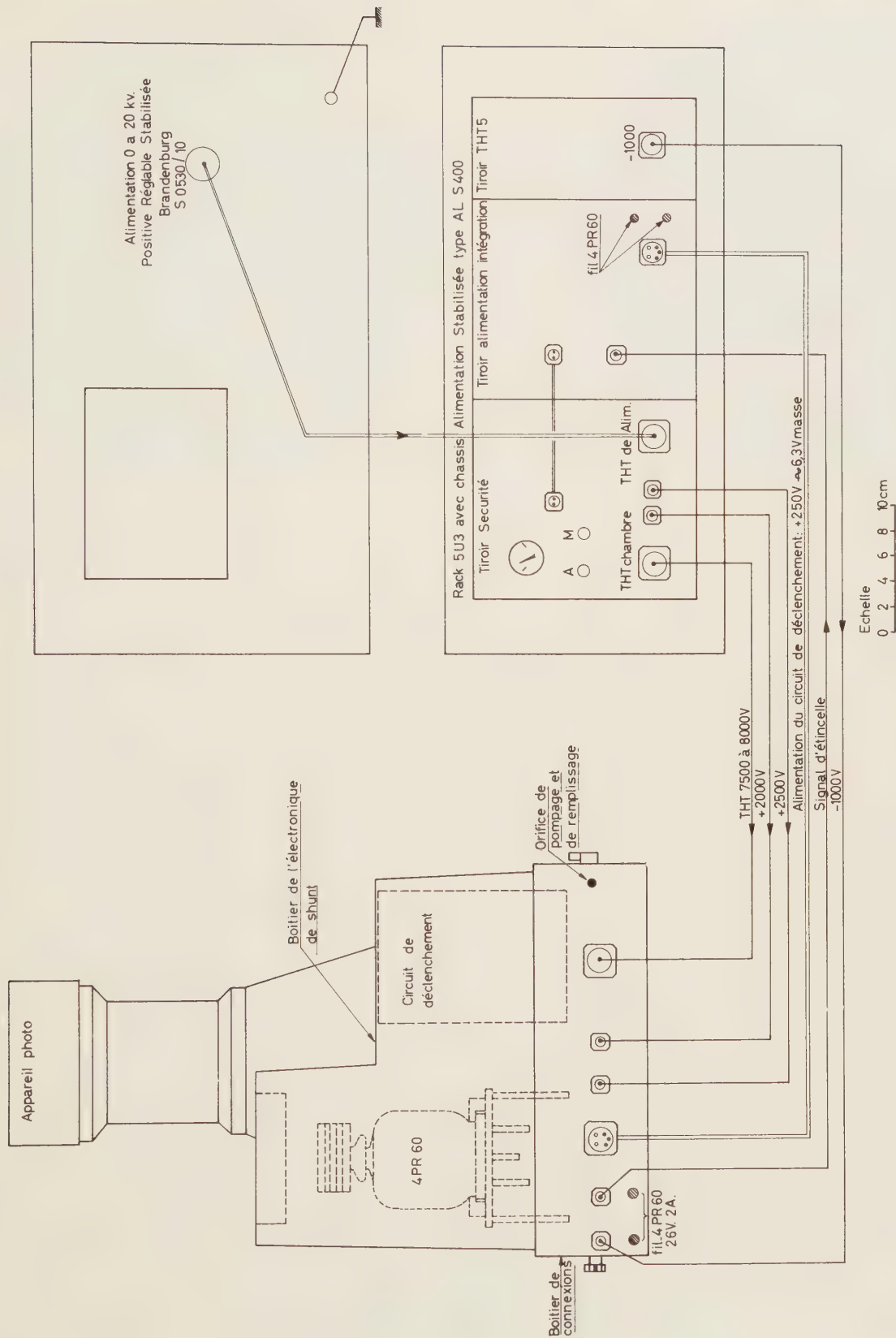


Figure 19 - Chambre à étincelles bloc diagramme

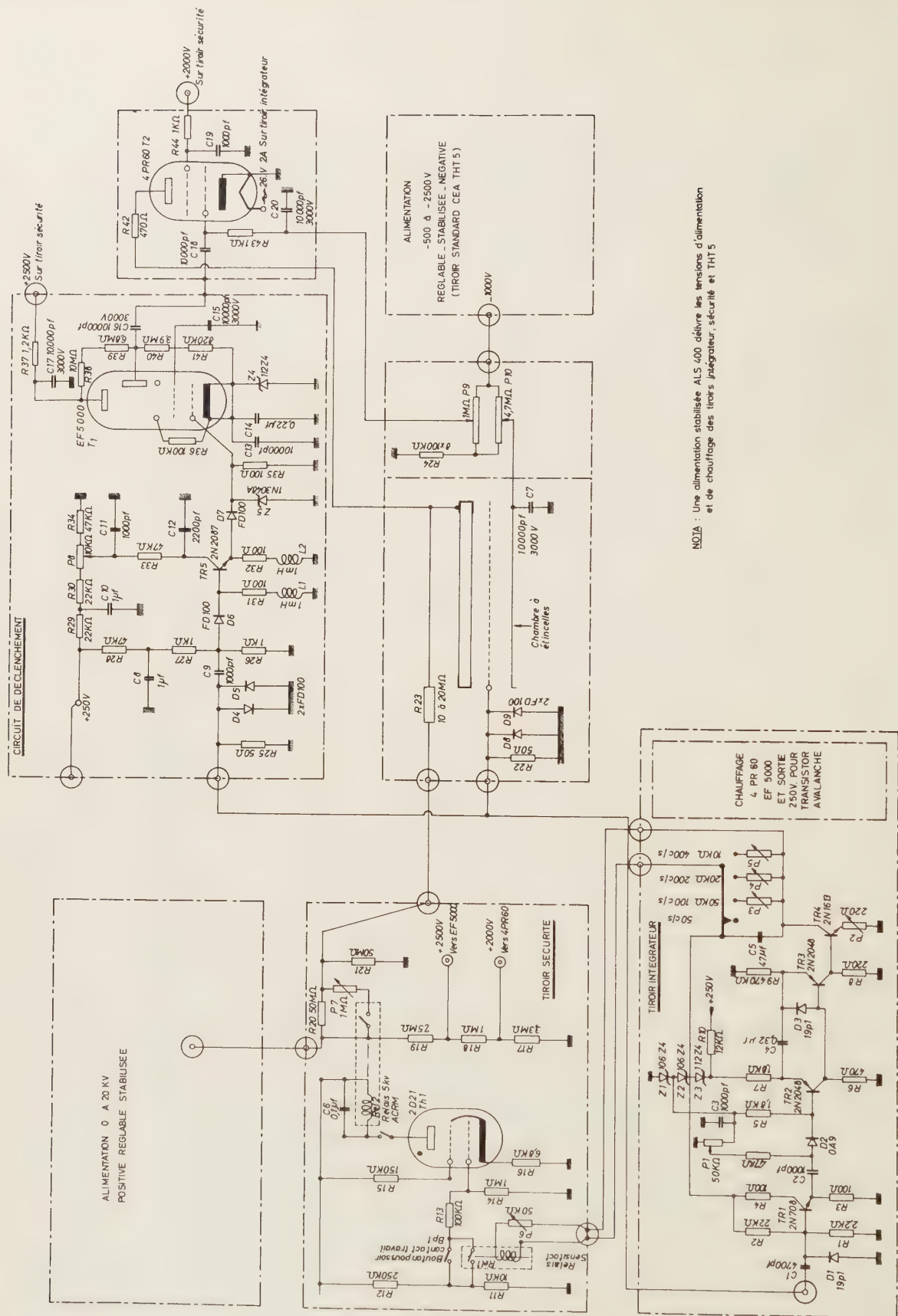
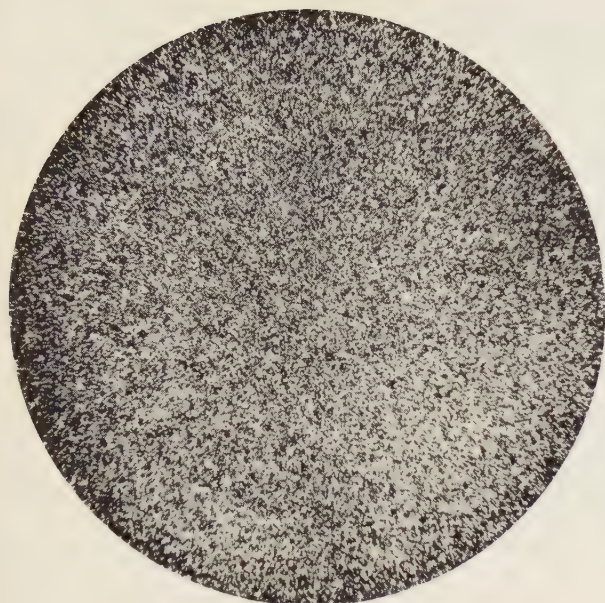
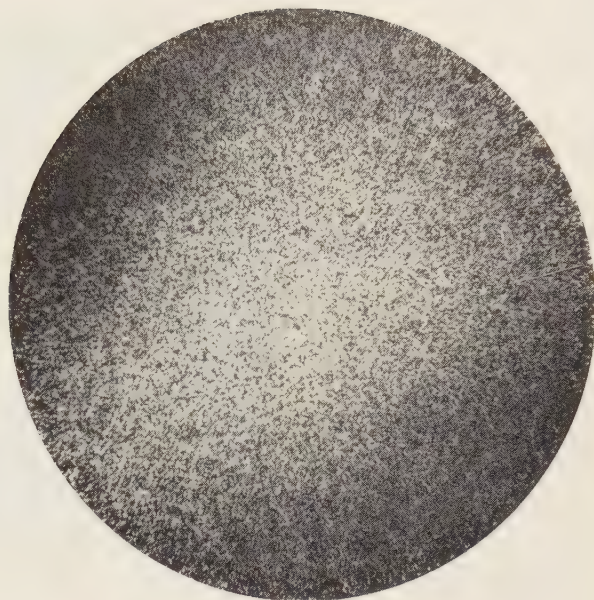


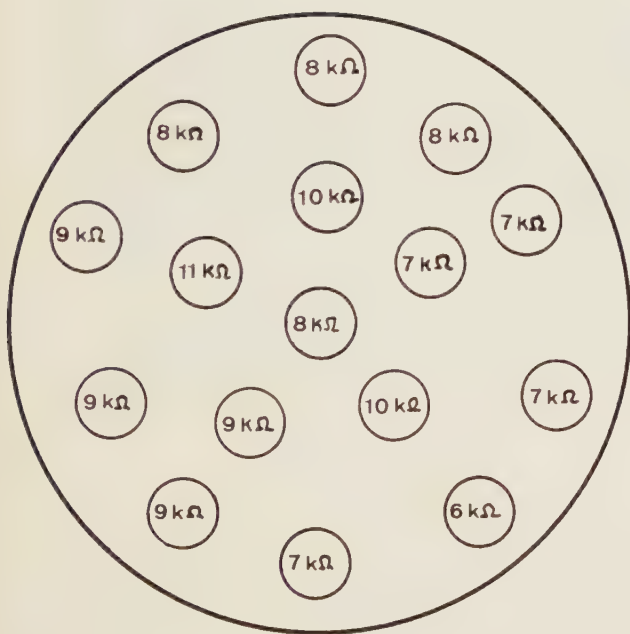
Figure 20 - Schéma de l'électronique associée à la chambre.



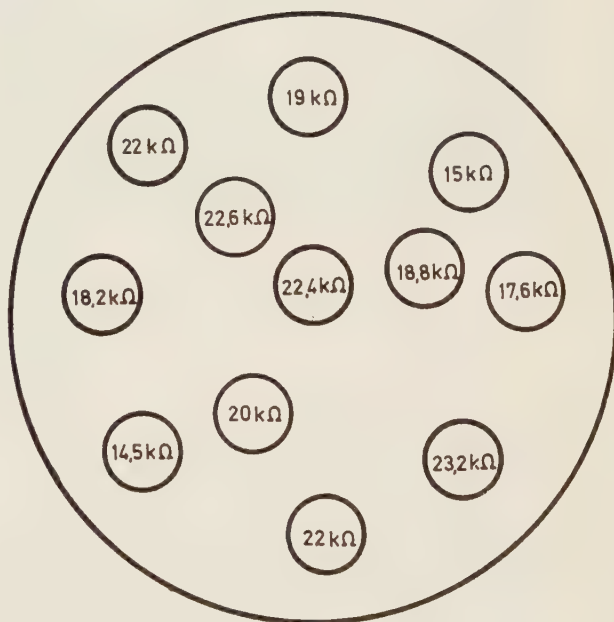
- a -



- b -



a) $R^0 \simeq 8 K\Omega$



b) $R^0 \simeq 22 K\Omega$

Figure 21 - Effet d'inhomogénéité de verre conducteur.

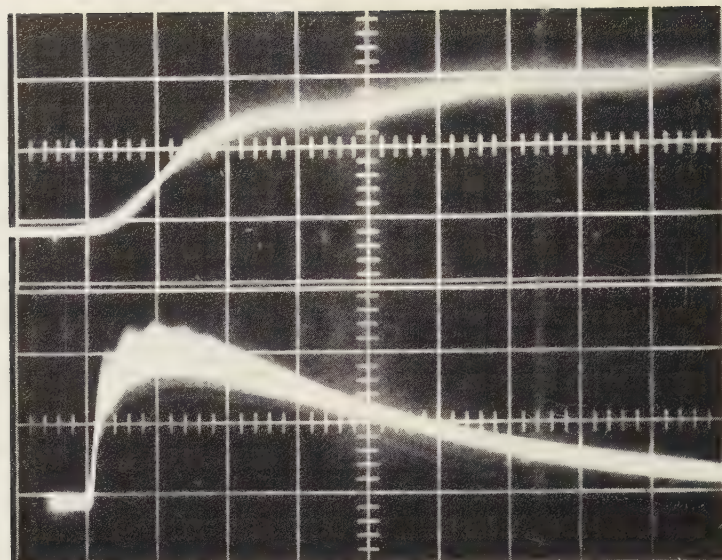
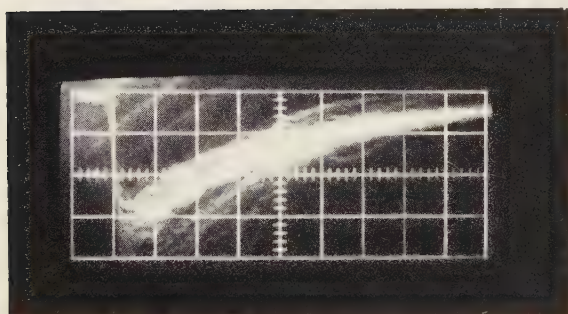


Figure 22 - Courant de grille (sur 50Ω) dû à la capacité parasite anode - masse

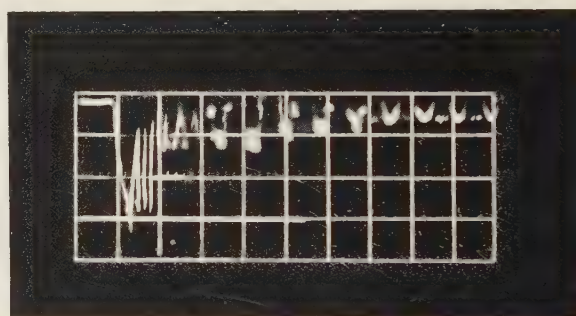
Balayage vertical = 200 mA/carreau

Balayage horizontal = haut : 10ns/carreau

bas : 100ns/carreau



Sans Spark_gap



Avec Spark_gap

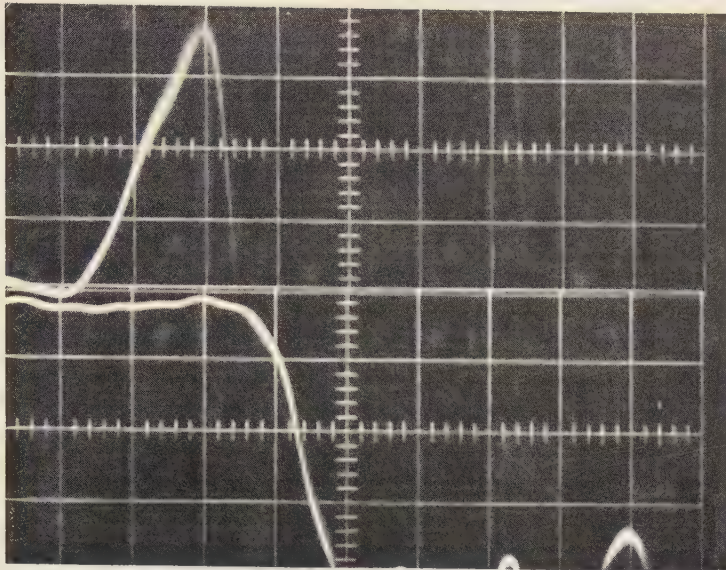
Figure 23 - Etincelle observée au photomultiplicateur. Verre $R^U = 7\text{ k}\Omega$

Balayage horizontal = 100 ns/carreau

Il y a une grande ressemblance entre l'impulsion de photomultiplicateur et l'impulsion recueillie sur la grille bien que dans ce dernier cas le courant observé ne soit pas le courant d'étincelle mais un courant se refermant par le dépôt résistant.

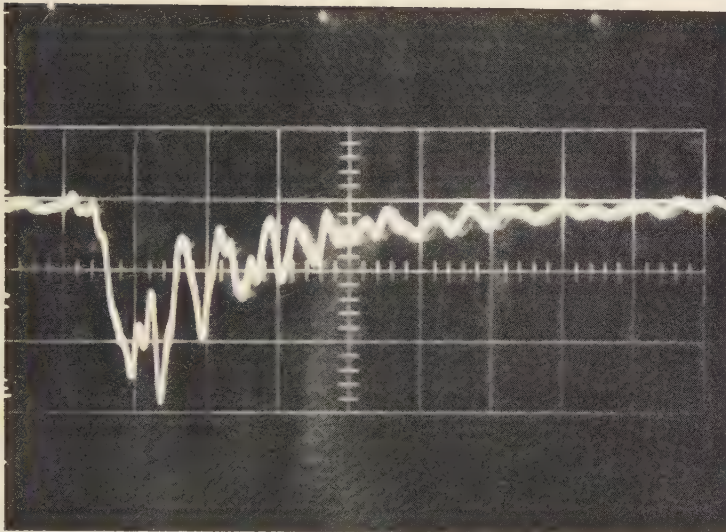
La figure 24 représente trois signaux importants quand le court-circuit est établi par le tube 4 Pr 60 (ce tube admet une tension d'anode de 25 kV et un courant pic de 18 A ; les dernières fabrications portent le sigle C 1149). La figure 24 donne : le temps d'apparition du signal de grille, le temps au bout duquel le tube de puissance débite, la forme du courant passant au travers de ce dernier. Ces signaux sont photographiés sur l'oscilloscope 581 Tektronix admettant un temps de montée global de 7 ns. Le signal de grille est pris sur 50Ω , le déclenchement du tube est perçu au moyen d'un diviseur capacitif mis entre l'anode et la masse. Le signal de grille sert également au déclenchement du balayage horizontal. Le retard entre les débuts des deux signaux est en moyenne de 30 ns, temps au bout duquel on constate sur les figures 23 et 24 qu'une faible fraction du courant d'étincelle est passée.

La construction des tubes de puissance ne permet pas de mesurer directement le courant de cathode. Il est mesuré au moyen d'un tore en ferrite LTT 2002 bobiné avec l'âme d'un câble coaxial 50Ω fermé sur son impédance caractéristique. Ce tore entoure le fil d'anode ; il peut passer des fréquences allant jusqu'à 100 Mc.



Signal sur la grille de la chambre
Balayage horizontal: 10 ns/carreau
Balayage vertical: 1 V /carreau

Chute de tension sur les bords
du verre conducteur
Balayage horizontal: 10 ns/carreau
Balayage vertical: unités arbitraires



Courant passant dans la 4 PR 60
Balayage horizontal: 40 ns/carreau
Balayage vertical: 4 A /carreau

Figure 24 - Fonctionnement du court-circuit déclenché

Afin de mesurer l'influence du court-circuit électronique, nous avons essayé trois méthodes : comparaison des charges passant dans le tube de puissance et dans l'étincelle, observation au moyen d'un photomultiplicateur, soit, par l'examen des impulsions, soit, par une mesure galvanométrique pour un taux d'étincelle constant.

Les différentes méthodes donnent sensiblement le rapport 7, avec une précision de 15 %.

c) ELECTRONIQUE DE COMMANDE DU COURT-CIRCUIT

Afin d'obtenir le retard moyen de 30 ns entre l'apparition du signal de grille et la conduction du tube de puissance, il est utilisé un circuit intermédiaire comportant notamment un transistor à

avalanche et un tube à émission secondaire. Ce circuit a été mis au point par G. ROUX [17] pour commander par la tension de cathode le déblocage d'un amplificateur d'image multiétage. Il est appelé "circuit de déclenchement" sur la figure 20. Le seuil de basculement en fonctionnement "à avalanche" du transistor est d'environ 0,7 volt ; le signal de grille atteint cette valeur en 3 ns (cf. figure 24). Le transistor avalanche délivre un signal de 100 V et décharge une capacité de 2 200 pF dans 100 Ω . On applique ce dernier à la grille d'un tube EF 5 000 dont on utilise le signal positif de dynode qui est appliqué à la grille du tube 4 PR 60.

Sans charge, le signal de dynode fait 2 000 V. le courant grille le ramène à 1 000 V. La polarisation grille du type 4 PR 60 est aux environs de moins 700 volts. Le courant de repos n'excède pas une quinzaine de micro-ampères. Cet ensemble peut fonctionner à une fréquence de 8 kC largement supérieure au taux moyen d'étincelle.

d) VARIATION DU RENDEMENT DE DETECTION EN FONCTION DES TENSIONS APPLIQUEES

La figure 25 donne la variation du nombre d'étincelles par seconde se produisant dans une chambre de 20 cm de diamètre, avec un espace de détection de 2 cm. Deux courbes sont représentées : l'une en absence de source radioactive, l'autre avec une source d'iode 125 de 18,5 μ Ci placée derrière le collimateur en plomb. Ce dernier laisse passer $2,7 \cdot 10^{-4}$ du flux émis. La résistance carrée du dépôt conducteur, la nature du mélange gazeux et la tension cathode-grille correspondent aux "standards" adoptés en fonction des critères précédemment décrits.

Le bruit de fond dépend de la pureté du xénon. Quand ce dernier contient du krypton, il est contaminé par le radiokrypton 85, émetteur β , de période 10 ans. Ainsi le bruit de fond descend de 10 à 3 cps quand la pureté du xénon passe de 99 % à 99,8 %.

On observe que le taux de comptage donné par la source est constant entre 7 750 et 7 900 volts de tension anode-grille, soit sur une excursion relative en tension de 2 %. A 7 550 volts le comptage diminue de 14 % par rapport au palier, à 8 100 volts il est 20 % au-dessus. Vers 8 300 volts, le taux de comptage varie brusquement et est indépendant de la présence de la source radioactive, on atteint "l'accrochage".

Ces valeurs sont caractéristiques d'une chambre que nous considérons fonctionnant bien. Il peut sembler que le palier de comptage soit faible comparé à ceux obtenus par F. BELLA et C. FRANZINETTI [19] sur une chambre à étincelle à deux électrodes. Mais ces auteurs font fonctionner leurs chambres à des tensions plus faibles en raison de la pression et du mélange de gaz adoptés et un plus faible écartement des électrodes. Le palier de comptage de leur chambre commence vers 2 000 volts, la surface des électrodes est de 30 cm². Le mélange gazeux (36 cm Hg d'argon, 4 cm Hg d'alcool) ne détecte pas les rayons X au-dessus de 10 keV, le rendement est donné par un effet de paroi. La construction de leurs chambres est délicate : surfaces polies électrolytiquement, dégazage à 400° C, réduction de traces d'oxyde par l'hydrogène chauffé. Les chambres sont scellées. En dépit de ces précautions 60 % des chambres sont considérées comme mauvaises.

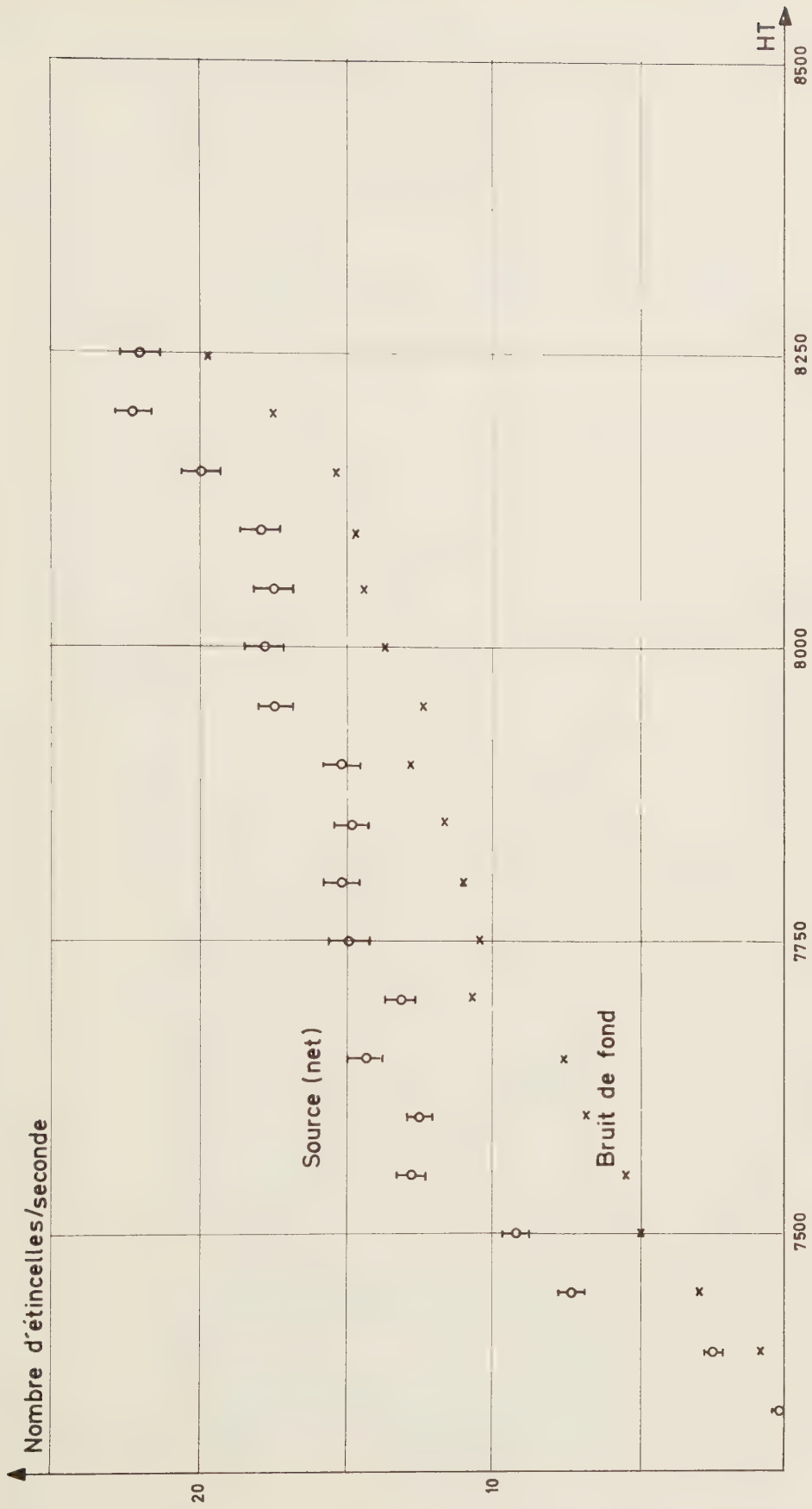
Etant donné qu'aucune de ces précautions de fabrication n'est prise dans la construction de nos détecteurs, ceux-ci seraient inacceptables dans un fonctionnement à deux électrodes. C'est la présence de la troisième électrode qui donne à la fois le rendement élevé et la commodité de fabrication.

Afin de confirmer les résultats de l'étude sur le déclenchement de l'étincelle, nous avons reporté sur la figure 25bis la variation du taux de comptage en fonction de la tension appliquée sur l'espace de détection. On y voit nettement apparaître un rendement optimal aux environs d'un champ de 400 V/cm, décroissant lentement jusque vers 800 V/cm puis chutant rapidement. Ces courbes font apparaître un maximum moins critique que celles tracées au seuil d'apparition des étincelles (cf. figure 9) car elles correspondent à une tension V_{A0} au milieu du palier de comptage.

On constate que la plage de tension donnant un rendement sensiblement constant est un peu plus étendue avec des X de 68 keV. Ceci confirme que chaque morceau de trace du photoélectron peut déclencher l'étincelle. Plus la trace est longue, plus la probabilité est grande de déclencher l'étincelle.

e) DUREE DE VIE DES ELEMENTS DE LA CHAMBRE

Les étincelles provoquent deux types d'usure : une destruction du méthylal, une dégradation des électrodes.



Verre : $R \square = 8 K \Omega$
 Tension grille cathode 800V
 Mélange gazeux | xénon : 720mm. de Hg
 | méthylal : 40 mm. de Hg
 Collimateur : rendement $2,7 \cdot 10^{-4}$
 Efficacité totale : $2,16 \cdot 10^{-5}$
 Source : ^{125}I 185 μCi

Figure 25 - Variation du taux de comptage en fonction de la tension anode grille

Le méthylal ou diméthoxyméthane ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$), permet d'obtenir des multiplications électroniques importantes sans apparition d'étincelle. Cette propriété est commune à de nombreuses vapeurs organiques polyatomiques. Elle s'explique de la façon suivante : les photons émis lors de l'avalanche de TOWNSEND sont fortement absorbés avant d'avoir pu atteindre la cathode et créer de nouveaux électrons par effet γ (réf. [6], chapitre IX, réf. [7], chapitres 3, 4, 5). Aussi, la propagation du "streamer" vers la cathode ne peut-elle se faire qu'à partir d'un nombre critique de l'ordre de 10^8 charges dans la tête de l'avalanche. C'est ce mode de déclenchement de l'étincelle qui permet à la fois une bonne localisation et la plus large plage de tension entre le déclenchement par un électron et par n_0 électrons initiaux.

Une faible quantité de vapeur de méthylal a été trouvée expérimentalement efficace pour absorber les photons de desexcitation du xénon. Cette absorption provoque une décomposition de la vapeur organique. Les produits de décomposition tels que nous avons pu les identifier au spectrographe de masse et au spectrographe infra-rouge, sont ceux observés dans la pyrolyse du méthylal [21] [22] [23]. Ils correspondent à une pyrolyse faite à température élevée.

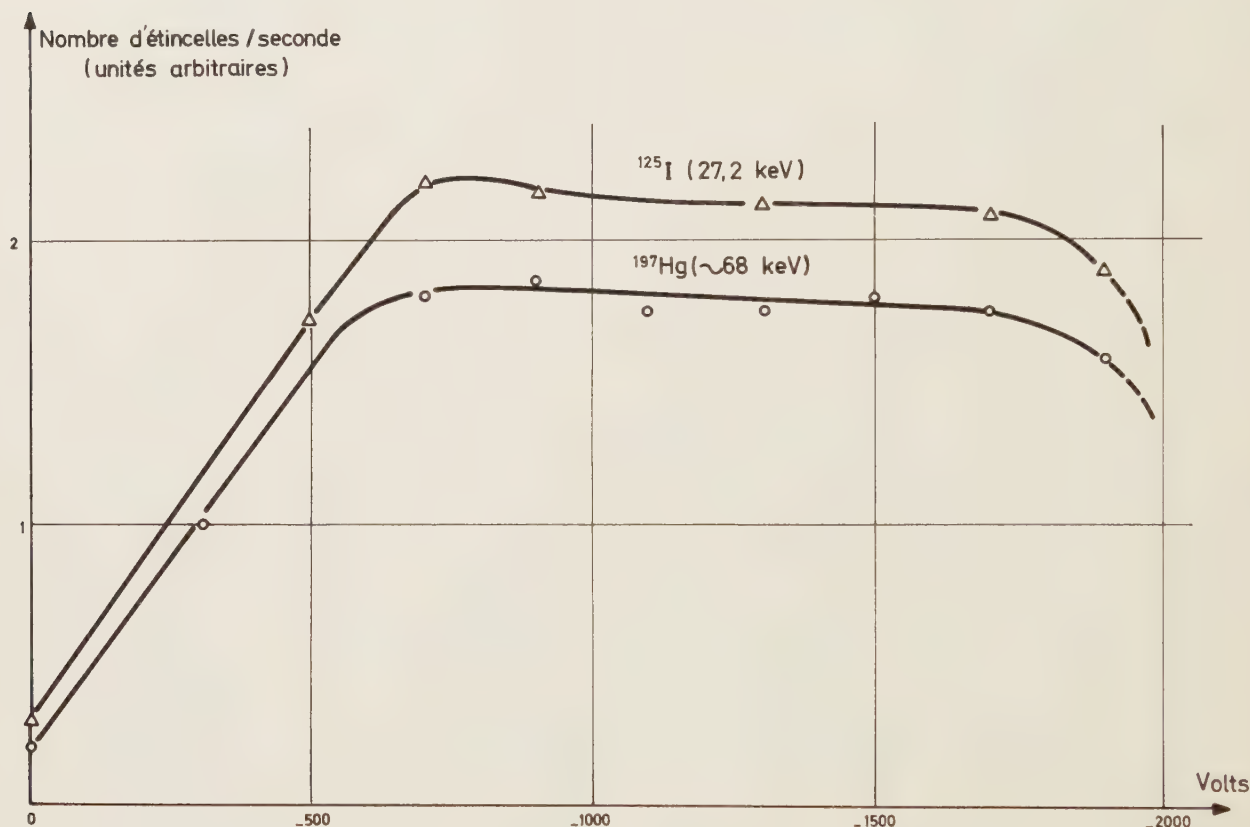


Figure 25bis - Variation du taux de comptage en fonction de la tension V appliquée sur l'espace de détection (2cm)

Toutefois se trouvent présents dans l'enceinte de la chambre après un grand nombre d'étincelles des quantités d'oxyde de carbone, de gaz carbonique et d'acétylène qui ne peuvent s'expliquer par la simple décomposition du méthylal. En effet, si on fait un bilan des différents gaz formés et du méthylal restant, on s'aperçoit qu'on a un supplément important d'oxygène et de carbone. Ceci provient du dégazage des électrodes bombardées par l'étincelle et du dégazage des matériaux inclus dans la chambre qui n'a pas été étuvée.

Les gaz trouvés dans la chambre après 10^7 étincelles sont par ordre d'importance : l'hydrogène, observé uniquement au spectrographe de masse, CO , CO_2 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , CH_4 . La figure 26 montre un spectre infra-rouge obtenu avec un Perkin-Elmer où sont notés les origines des principaux pics d'absorption. Bien que sa détection ne soit pas très évidente sur le spectre infra-rouge, par analogie avec la pyrolyse, il est à peu près certain que de l'acide acétique est également formé.

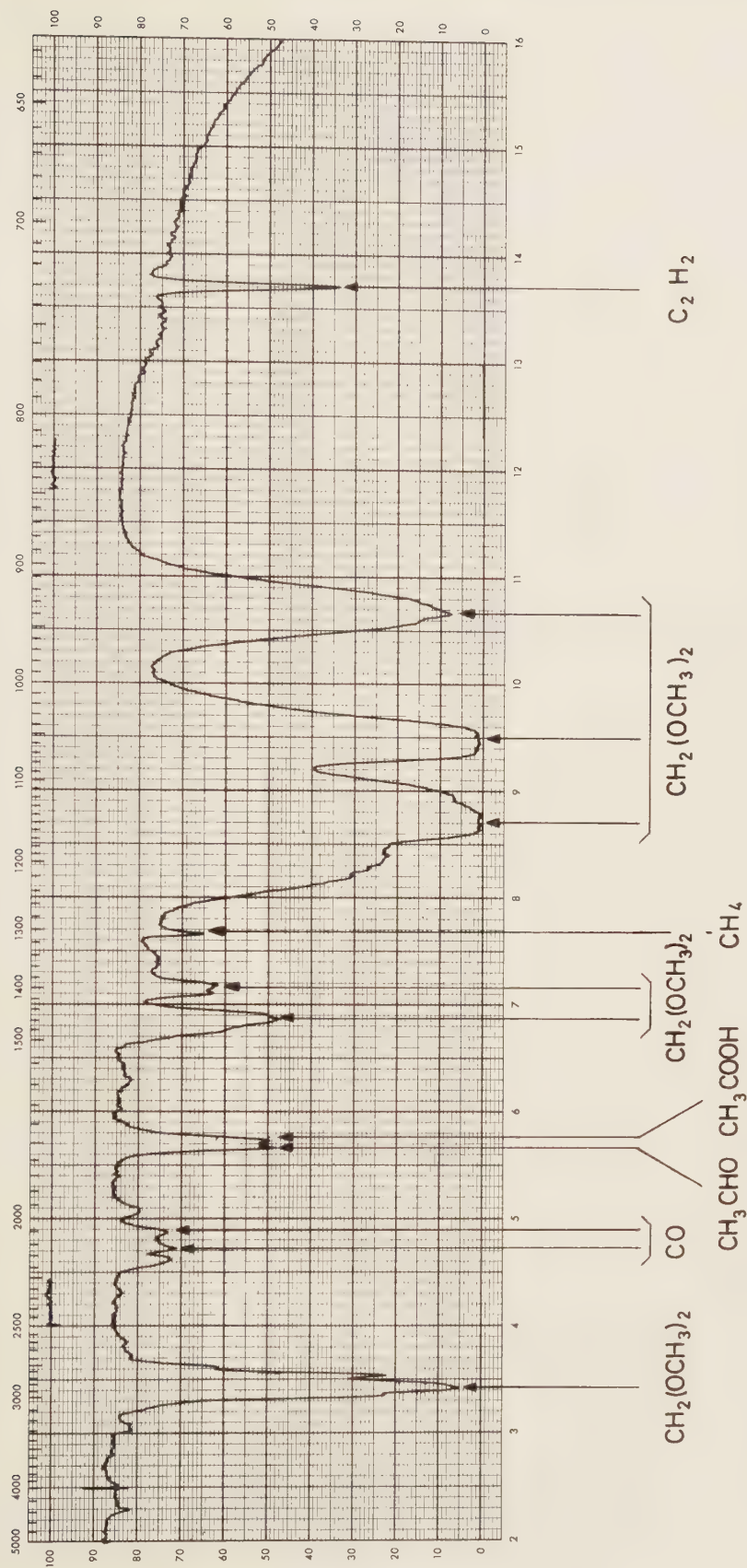


Figure 26 - Spectre infra-rouge d'un mélange xénon-méthylal après 5.10^7 étincelles

Ce dernier doit jouer un rôle important en piégeant des électrons dans l'espace de détection. On constate en effet qu'au cours de l'utilisation de la chambre un plus grand nombre d'électrons se trouvent piégés ce qui oblige à corriger les tensions appliquées. La tension optimale sur l'espace de détection devient plus grande : elle passe de 710 à 900 volts. Cette augmentation de tension permet aux électrons d'avoir une vitesse de dérive plus grande et de subir moins d'attachement. Une certaine plage de tension anode-grille donnant un rendement constant subsiste cependant. Ce rendement de détection est plus faible lorsqu'une utilisation intensive de l'appareil est faite, 250 étincelles par seconde pendant 3 heures par exemple. Si le fonctionnement est arrêté, puis repris le lendemain le rendement reprend sa valeur initiale. Ce phénomène s'explique par une forte électronégativité temporaire du gaz due à la formation de radicaux libres.

Après 10^7 étincelles, l'analyse en infra-rouge indique que 25 % du méthylal a été détruit. On estime qu'un remplissage gazeux reste utilisable pour 3.10^7 étincelles. Dans le domaine des applications médicales étudiées ci-après, cette durée de vie correspond à mille examens environ.

Le dépôt conducteur sur verre, lui aussi, contribue à diminuer la durée de fonctionnement. Cependant sa résistance mécanique est suffisante pour qu'il tienne aussi longtemps que le mélange gazeux. Nous avons dû, pour cela, augmenter l'épaisseur du dépôt. Il a fallu également que la température à laquelle était déposé l'oxyde d'étain soit suffisamment élevée. Une résistance trop élevée provoque des craquelures le long du verre. Le dispositif de court-circuit électronique a considérablement augmenté la tenue du dépôt. On remarque qu'il se forme, après une utilisation intensive sur une petite surface, un léger dépôt brúnatre sur le verre qui peut être enlevé en frottant la surface.

La grille est plus résistante que le verre conducteur. Elle finit par prendre une coloration bleutée comme après brûlage. Rappelons qu'elle est en acier inoxydable mais non préalablement dégazée.

V. CARACTÉRISTIQUES D'UNE CHAMBRE A AVALANCHE

a) INTRODUCTION

Nous avons vu que l'inconvénient majeur d'une chambre à étincelle est de présenter un temps mort supérieur à la milliseconde. Lorsque nous avons étudié les conditions optimales de déclenchement, nous avons trouvé que l'étincelle était engendrée par une tension plus basse si les électrons traversaient la grille au "compte goutte" selon une certaine loi de distribution. Cette dernière remarque peut être mise à profit pour le fonctionnement en avalanche. En effet, si le champ électrique dans l'espace de détection est important on pourra recueillir des impulsions d'avalanche à l'anode de quelques 10^7 électrons, proportionnelle à l'énergie du photon X, sans pour autant provoquer d'étincelle.

Lors de la multiplication électronique, de nombreux atomes et molécules sont excités. L'énergie d'excitation pour le xénon est comprise entre 8,3 et 9,4 eV (réf. [6], p. 989). Les longueurs d'onde des photons de desexcitation correspondantes vont de 1300 à 1500 Å. Certains niveaux d'excitation sont des états métastables qui peuvent par différents processus donner de la lumière visible. Afin de situer l'importance du nombre de ces états excités, nous reprenons un calcul fait par VON ENGEL (réf. [8], p. 546). On écrit que l'énergie prise au champ électrique par les électrons est égale aux différentes énergies dépensées par ces derniers. Ces énergies se décomposent en perte par collision élastique, pertes par excitation, par ionisation et énergie fournie aux électrons de la multiplication pour les amener d'une énergie quasi-nulle à l'énergie moyenne du flot d'électrons.

L'équation s'écrit :

$$nE = \chi N_0 \bar{V} + \alpha n \bar{V} + N_e V_e + N_i V_i$$

où :

- n est la densité du courant d'électrons en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
- N_0 le nombre de collisions avec les atomes neutres en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
- χ la perte d'énergie fractionnaire par collision. Dans χ peuvent entrer les pertes inélastiques correspondant à la mise en vibration des molécules de méthylal
- α premier coefficient de TOWNSEND
- $\bar{V}$ potentiel moyen des électrons
- N_e, N_i nombres de collisions inélastiques par les électrons en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ correspondant aux potentiels V_e et V_i d'excitation et d'ionisation

$$N_i = \alpha n \quad ; \quad \text{on pose} \quad q = \frac{N_i V_i}{N_e V_e}$$

On trouve :

$$\frac{E}{\alpha} = \frac{V}{\alpha d} = V_i \left(1 + \frac{1}{q} + \frac{\bar{V}}{V_i} + \chi \frac{N_0 \bar{V}}{N_i V_i} \right)$$

où V est la tension appliquée entre grille et verre conducteur.

Le dernier terme du deuxième membre est petit devant l'unité.

$\bar{V}$ peut être calculé en supposant la distribution des électrons maxwellienne. On l'admet lorsqu'une vapeur polyatomique est présente (cf. réf. [8], p. 543, $\frac{\alpha}{p} = 5,5 \cdot 10^7 \frac{a}{V} \bar{V}^{1/2} (V_1 + 1,33 \bar{V}) e^{-1,5 \frac{V_1}{V}}$, on posera $\alpha = 40 \text{ cm}^{-1}$, $a = \frac{1}{p} \times 1,8 \cdot 10^3$ d'après [64]).

On trouve $\bar{V} = 1,95 \text{ volt}$. $V_1 \simeq 12 \text{ volts}$ dans le mélange xénon-méthylal.

On a donc : $\frac{V}{\alpha d} = 12 \left(\frac{1}{q} + 1,16 \right)$

Si l'on se reporte à la figure 8 pour 40 mm Hg de méthylal et 720 mm Hg de xénon, on a à $V = 7500 \text{ volts}$, $\alpha d = 14,7$

d'où $\frac{1}{q} = 41,4$

En prenant $\bar{V}_e = 8,5 \text{ volts}$, on a $a = 41,4 \times \frac{12}{8,5} = 58$ fois plus d'états excités que de charges électroniques.

Nous verrons que $5,6 \cdot 10^7$ peuvent être atteintes sans déclenchement d'étincelle ; le calcul montre qu'il devrait y correspondre $3,2 \cdot 10^9$ états excités.

Il a été possible de former des images avec un nombre de photons émis dans 4π estimé à $1,3 \cdot 10^5$ et correspondant à la bande de longueur d'onde pour laquelle les photocathodes type S 11 sont sensibles. On peut donc espérer qu'une anode transparente dans un domaine de longueur d'onde étendu suivi d'un convertisseur d'ultra-violet en visible pourra améliorer considérablement le rendement lumineux et par là simplifier l'appareil enregistreur d'avalanche. Il faut remarquer que, si la majeure partie des photons de desexcitation est absorbée par le méthylal, la majeure partie des états excités est formée au voisinage de l'anode en raison de la croissance exponentielle des avalanches. Aussi les photons qui ne peuvent traverser 4 mm de gaz peuvent-ils facilement atteindre l'anode.

On ne connaît pas le spectre des photons émis par les avalanches. ALLEN et PHILLIPS [38] sont les premiers, à notre connaissance, à avoir tenté des mesures spectroscopiques sur les avalanches et à les avoir comparées à celles des différents stades de l'étincelle. Mais ces mesures ne sont que fragmentaires : elles concernent principalement l'air et l'azote. Elles montrent que la lumière émise varie beaucoup avec la pression et la distance entre les électrodes.

Par contre, de nombreuses études ont été consacrées aux gaz utilisés comme scintillateurs. BIRKS, dans un livre publié en 1964 [11], en a fait la revue. L'intérêt des gaz comme scintillateurs vient de la linéarité de leur réponse en fonction de l'énergie des particules, linéarité encore bonne pour des particules très ionisantes tels les fragments de fission [9]. A la pression atmosphérique, le temps de décroissance de la scintillation est très rapide : de l'ordre de la nanoseconde pour le xénon [9].

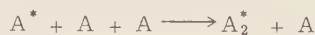
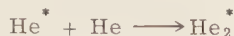
Nous allons examiner les études spectroscopiques faites sur les gaz excités par des rayons α car les mêmes phénomènes se produisent en présence d'un champ électrique.

Nous ferons deux remarques préliminaires :

- le nombre d'états excités formés dans un gaz rare par des particules α est connu. D'après PLATZMANN [26], on peut considérer que $\frac{N_e}{N_i} \neq 0,40$ au lieu de la valeur de 58 que nous avons tirée de l'équation donnant le bilan des énergies. Or, dans la littérature sur les scintillateurs gazeux, la quantité de lumière émise est rapportée à la perte d'énergie de 1 MeV. Connaissant l'énergie moyenne d'ionisation, on peut effectuer le rapport $\frac{\text{nombre de photons}}{\text{nombre d'électrons}}$ et multiplier par $\frac{58}{0,40} = 145$ pour estimer la quantité de lumière émise en présence du champ électrique que nous appliquons.

- la lumière due à la recombinaison des ions est peu importante, tout au moins avec l'azote, ainsi qu'on a pu le montrer en appliquant un champ électrique de balayage des ions [11]. Nous estimerons donc que cette contribution à la lumière est négligeable.

Le spectre d'émission est principalement dû à des états excités correspondant aux niveaux optiques, niveaux de résonance, niveaux des états métastables, aux ions atomiques excités, aux molécules de gaz rare excitées, aux ions moléculaires. Les niveaux optiques donnent le spectre des raies atomiques. A la pression atmosphérique, la raie de résonance est masquée par l'autoabsorption. La durée de vie des états métastables est limitée par les collisions avec les atomes ou molécules neutres, avec les atomes ou ions excités. Ils vont former des molécules de gaz rare qui, n'existant pas normalement, sont toujours excitées. A titre d'exemple de collision double ou triple, citons d'après [11] :



Les spectres de ces molécules sont toujours continus.

L'importance de la pression est considérable. Ainsi, pour la durée de vie des états excités dans l'argon, L. KOCH [9] donne les résultats suivants en fonction de la pression :

p en mm Hg	en seconde
10^{-4}	20
1	5.10^{-3}
760	2.10^{-7}

Le xénon est un bon scintillateur : son émission de lumière est importante, le spectre continu ultra-violet est celui des gaz rares qui se situe vers les plus grandes longueurs d'onde. YOSHIO TANAKA [39] a montré que dans le spectre de décharge, lorsque la pression est supérieure à 80 mm Hg, l'émission de lumière est due principalement au deuxième continuum s'étendant de 1 500 à 2 250 Å.

En utilisant des convertisseurs de lumière ultra-violette en visible, SAYRES et WU [11] ont donné pour la pression de 320 mm Hg les résultats suivants concernant le xénon. Les chiffres sont des amplitudes relatives observées avec un photomultiplicateur équipé d'une photocathode type S 11.

fenêtre de verre		fenêtre de quartz	
sans QP	avec QP	sans QP	avec QP
6	105	88	145

Q. P. abréviation pour quaterphényl-butadiène.

On voit qu'il est possible avec un convertisseur et une fenêtre de quartz d'augmenter le rendement lumineux d'un facteur $\frac{145}{6} \# 24$.

Le quaterphényl-butadiène n'est pas le meilleur scintillateur, son rendement est 0,44 fois celui du diphénylstilbène mais il est plus stable. D'après JULLIOT [62], le diphénylstilbène a un rendement quantique d'environ 20 %.

En admettant que les photons ultra-violets aient une énergie moyenne 2,5 fois plus grande que ceux perçus dans le visible, l'énergie rayonnée dans l'U.V. par le xénon est :

$$2,5 \times \frac{24}{0,20 \times 0,44} = 680 \text{ fois}$$

celle rayonnée dans le visible.

On voit donc l'intérêt que peut présenter pour la chambre à avalanche l'utilisation de processus de conversion ultra-violet en lumière visible.

b) ESSAIS D'UNE CHAMBRE A AVALANCHE [3]

Nous avons comparé les signaux d'anode d'un photomultiplicateur équipé de photocathode S 11, donnés soit par une avalanche électronique dans le xénon-méthylal, soit par une scintillation dans le NaI(Tl). Ces signaux sont mis en forme pour éviter des erreurs de mesures dues à des durées d'émission différentes.

Nous appelons ρ le rapport d'amplitude des deux signaux obtenus dans de mêmes conditions d'angle solide, pour une même énergie X. ρ est obtenu par le calcul, car, pour la commodité des mesures, le cristal NaI(Tl) de $2,5 \times 3,8$ cm est collé à l'huile silicone sur le photomultiplicateur ; la source radioactive utilisée est le césium 137 (γ de 661 keV).

Nous avons admis que le photomultiplicateur percevait la moitié de la lumière émise dans 4π stéradian lors d'une scintillation provoquée par un photoélectron. Avec l'amplificateur à gaz, $\Omega = 1,2\%$; on utilise une source d'iode 125.

Les avalanches sont perceptibles pour une certaine plage de tension grille-anode, le tableau donne un résultat type obtenu avec un remplissage à la pression atmosphérique de xénon et 20 mm Hg de méthylal, pour une distance grille-anode de 4,25 mm.

Tableau 1.

Tension grille-anode (V)	Régime étincelle			Régime avalanche				
	7 150	7 000	6 950	6 900	6 875	6 850	6 800	6 750
Nombre d'étincelles (cps)	80	15	3	0	0	0	0	0
ρ				122	99	80	54	36

Dans un cristal de NaI(Tl), l'énergie lumineuse émise est environ 12 % de l'énergie absorbée dans le cristal. L'énergie moyenne des photons est de 3 eV. On trouve pour un X de 27,2 keV absorbé, 1 090 photons émis. A 6 900 volts, en supposant le rendement de la photocathode identique pour la lumière émise par le xénon-méthylal, on trouve alors $1,3 \cdot 10^5$ photons. Supposons qu'on dispose d'un convertisseur U.V. -visible aussi efficace que celui utilisé par SAYRES et WU, on aurait une source lumineuse équivalente à $3,1 \cdot 10^6$ photons dans 4π par avalanche. Compte tenu du rendement de conversion, la source ultra-violette correspond à $3,5 \cdot 10^7$ photons dans 4π .

Les courbes de la figure 8 donnant la variation du produit αd en fonction de V pour diverses teneurs en méthylal sont pratiquement des droites parallèles. A partir de ces droites on peut trouver la pente : $\frac{\Delta(\alpha d)}{\Delta V} = 7,7 \cdot 10^{-3} \text{ volt}^{-1}$. On en déduit que si, à 6 950 volts, on a n électrons, à 6 900 volts, on a $n' = n e^{-\Delta(\alpha d)} = 0,68 n$.

La valeur de ρ apparaissant dans le tableau 1 correspond à la valeur moyenne des avalanches. Or ces dernières ont une distribution d'amplitudes. Le nombre critique n_c correspond au bout de cette distribution. Comme il y a 350 avalanches par seconde, à 6 950 volts la probabilité de déclencher une étincelle par avalanche est de un pour cent. On trouve sur le spectre de la distribution $n_c = 1,8 \bar{n}$. On peut en déduire les $\bar{n}$ électrons à 6 900 volts, soit $\frac{1,5 \cdot 10^8 \times 0,68}{1,8} = 5,6 \cdot 10^7$. Nous en tirons le rendement en photon U.V. par électron : $\frac{3,5 \cdot 10^7}{5,6 \cdot 10^7} = 0,63$. On ne peut cependant continuer le calcul pour donner le rendement en photon U.V. par état excité. Pour calculer le rapport 0,63 nous avons déjà fait deux approximations : nous avons supposé que la réponse de la photocathode était la même pour la lumière émise par un cristal de NaI(Tl) et pour la lumière des avalanches, nous avons négligé la transparence du verre conducteur. Par ailleurs, dans le calcul des états excités, nous n'avons pas tenu compte de l'énergie dépensée pour décomposer des molécules de méthylal.

Pour les différentes tensions indiquées sur le tableau donnant ρ , on s'aperçoit par le calcul que la quantité de lumière émise par électron varie peu (de quelques pour cent), autrement dit que la quantité de lumière est proportionnelle, pour une faible variation de tension, à la quantité d'électrons. Si l'on double la pression, ρ est multiplié par un facteur compris entre 1,5 et 2. Or, d'après

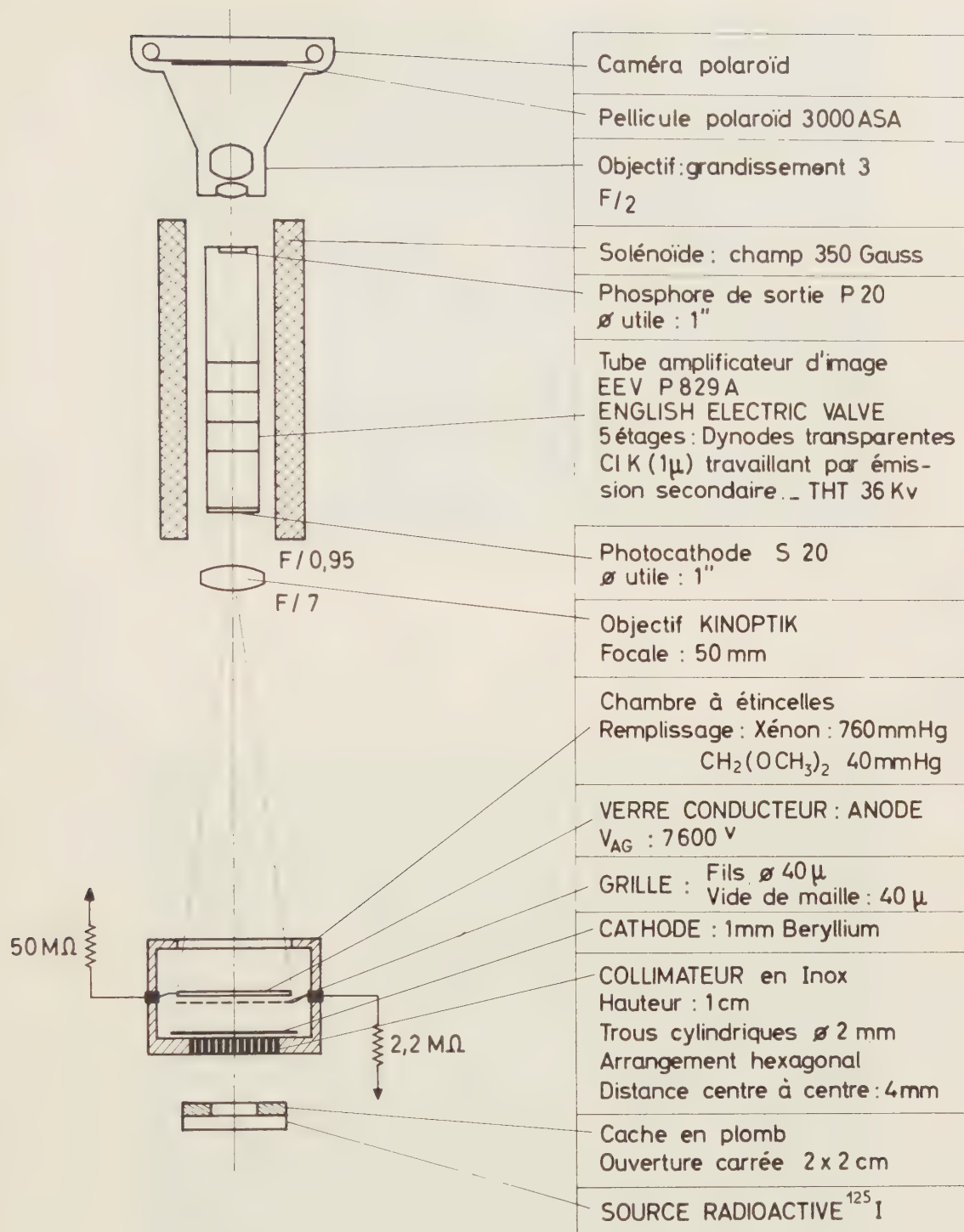
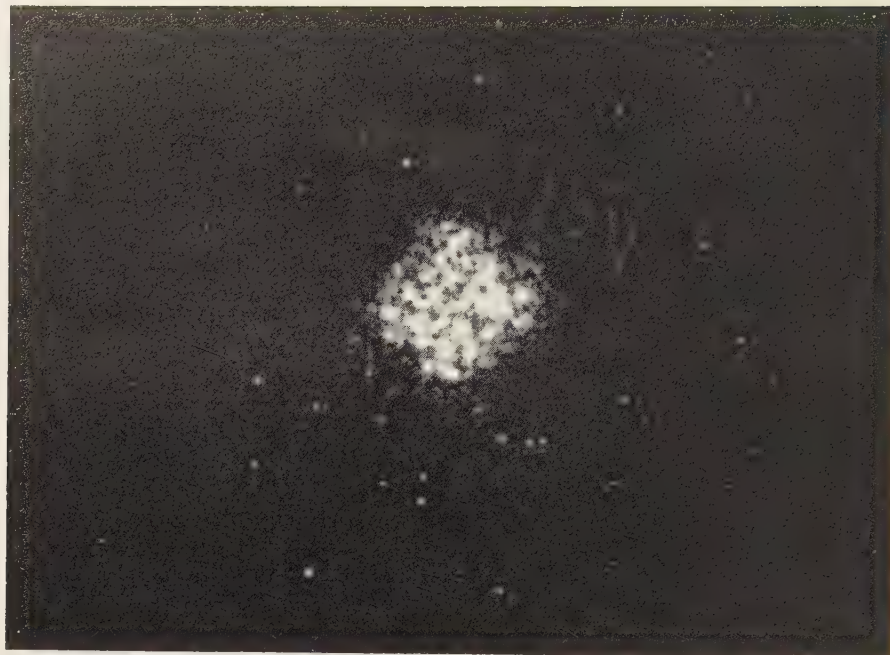
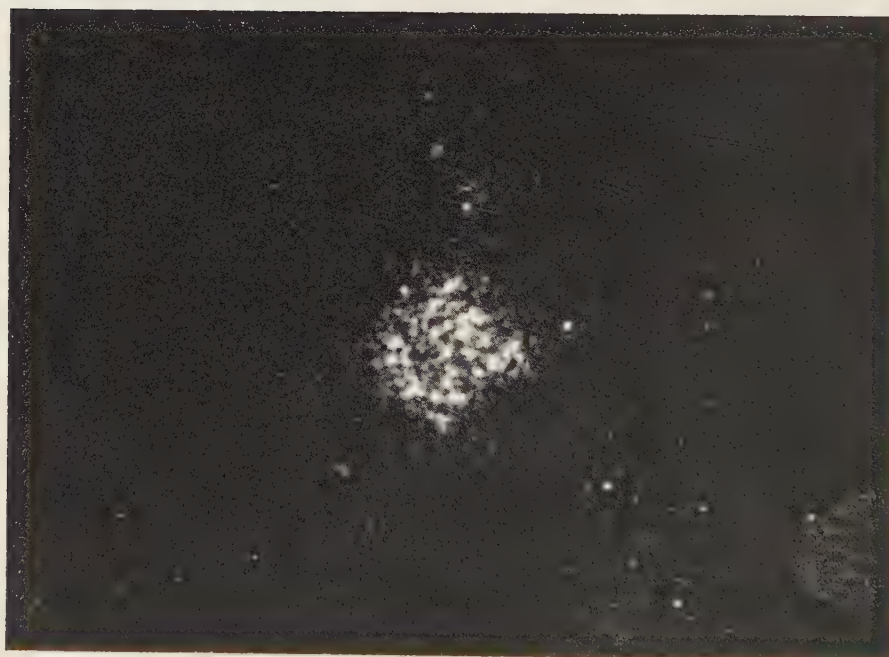


Figure 27 - Observation d'avalanches au moyen d'un tube amplificateur d'image à grand gain



a)



b)

Figure 28 - Source radio-active observée en avalanche

RAETHER [7], le nombre critique peut varier. Il a trouvé, par exemple, pour le méthane et le gaz carbonique qu'entre 100 et 600 mm Hg, n_c était proportionnel à la distance entre les électrodes.

Une propriété remarquable de la chambre à avalanche est que la quantité de lumière peut être augmentée jusqu'au seuil des étincelles. On peut ainsi obtenir des amplifications plus grandes pour des photons X d'énergie plus faible. Toutefois si la trace ionisante primaire est nettement plus grande que le diamètre de la tête d'avalanche, les amplifications lumineuses peuvent être plus importantes.

Afin de montrer que ce dispositif se prête à l'obtention d'images, nous avons réalisé le montage de la figure 27. L'amplificateur P 829 A est le même que celui utilisé dans le montage en contraste de phase.

L'ouverture numérique de l'objectif côté chambre a été prise égale à F/7 afin d'avoir un champ utile de 17,5 cm. Le collimateur a des trous de 2 mm, la distance entre-axe des trous est de 4 mm. La source radioactive est l'iode 125 ; elle a la forme d'un carré de 2 cm de côté. La figure 28 montre les résultats. La photographie du haut a) correspond à l'intégration de 2800 avalanches, celle du bas b) à 1400 avalanches. 25 trous du collimateur définissent le carré. La largeur à mi-hauteur de la distribution des avalanches est de 50 %. Environ 7 photoélectrons quittent la photocathode par avalanche. Par trou du collimateur, 56 avalanches sont intégrées, sur la photo a) et 28 sur la photo b). En supposant l'image défocalisée de telle sorte que la résolution corresponde à un trou, la statistique montre que pour la photo a) l'éclairement par trou a une fluctuation à mi-hauteur de 10 % et de 14 % pour la photo b).

En réalité cet effet n'est pas le seul visible sur les photographies : d'une part l'appareil n'est pas défocalisé, d'autre part la pellicule 3000 ASA de Polaroid a un facteur de contraste γ qui est constant pour une plage d'éclairement trop étroite. Sur l'image on est sensible au chevauchement des avalanches.

Les points brillants en dehors du carré correspondent au bruit de photocathode provoqué par les ions. Le bruit électronique est difficilement perçu sur la reproduction. Il est visible sur l'original. Les images a) et b) ont été obtenues l'une en 8 secondes, l'autre en 4 secondes avec la même source produisant 350 avalanches par seconde. Si la lumière émise avait été 24 fois plus grande (convertisseur-quaterphénylbutadiène et fenêtre de quartz), le même signal sur bruit aurait pu être atteint avec 15 avalanches par seconde.

c) LES SYSTEMES OPTIQUES ET OPTO-ELECTRONIQUES ASSOCIES

Etant donné la faible quantité de lumière émise par avalanche, nous allons comparer les performances de différents appareillages qui peuvent être associés à une chambre.

La figure 29 montre un appareil de chez Oude Delft normalement associé à un écran radiologique. Sur la figure nous avons remplacé l'écran par une chambre à avalanche. Le champ couvert est de 32 cm.

Le gain en photons de l'amplificateur de brillance est de 140. Nous estimons, compte tenu des ouvertures des différents objectifs et d'une transparence globale de l'optique de 50 %, qu'environ 1/8ème du nombre des photons émis dans 4π pour une avalanche correspond au nombre des photons atteignant l'image orthicon. Dans les conditions d'obtention des figures 28a et 28b où 56 et 28 avalanches sont émises respectivement par trou, on trouverait sur la photocathode de l'image orthicon 9 et $4,5 \cdot 10^5$ photons. Le dernier nombre correspond à peu près à la limite de sensibilité. A la suite d'expériences faites avec cet appareil, on peut estimer un temps d'intégration de une minute sur la cible de l'image orthicon comme la limite acceptable pour le niveau de bruit. Le nombre de photons collectés par avalanche sur la photocathode de l'amplificateur de brillance étant plus grand que dans l'expérience avec le tube P 829 A, les fluctuations d'éclairement ne proviendraient plus que de la distribution de la lumière émise par les avalanches.

Ces deux dispositifs opto-électroniques (P 829 A avec objectif, appareil Oude Delft) peuvent convenir selon la dimension du champ d'observation et ceci d'autant mieux qu'on utiliserait un convertisseur U, V, -visible. Ils peuvent permettre d'atteindre des définitions d'image limitées uniquement par la chambre à avalanche elle-même. Il existe cependant des cas pratiques d'utilisation où la définition de l'image n'a pas besoin d'être meilleure que 6 à 7 millimètres. Il en va ainsi en médecine car la quantité de traceur radio-actif que l'on peut donner à un malade limite le nombre des informations reçues. H.O. ANGER a montré en 1958 [5] qu'il était possible dans ce cas de

- ① Corps radioactif
- ② Collimateur
- ③ Chambre à avalanches
- ④ Miroir plan M
- ⑤ Bloc alimentation HT pour le tube amplificateur de lumière
- ⑥ Système à miroir concentrique du P^r Bouwers à grande ouverture (f/0,68)
- ⑦ Tube amplificateur de lumière
- ⑧ Objectif Rayxar à très grande ouverture (f/0,75)
- ⑨ Objectif spécial "Oude Delft" (f/1,4)
- ⑩ Image orthicon
- ⑪ Bloc de commande

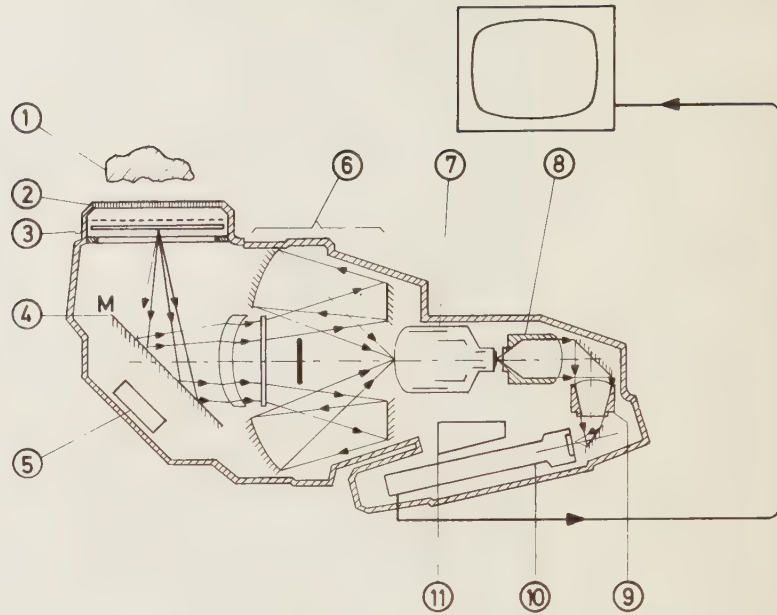


Figure 29 - Chambre à avalanche associée à l'appareil "Oude Delft" : Delcalix 32 cm.

restituer une image sans optique au moyen de photomultiplicateurs. La figure 30 montre le schéma de principe d'un tel dispositif. Nous avons placé 8 photomultiplicateurs ; cette disposition n'est pas restrictive. ANGER en a utilisé pour différents appareils 7 puis 19. On groupe les signaux d'anode des photomultiplicateurs (A, B, ...) selon la loi ci-dessous énoncée pour les appliquer aux plaques de déviation horizontales et verticales d'un oscillographe cathodique.

Plaques horizontales :

$$S_x = G - C + \frac{1}{\sqrt{2}} (B + D - H - F)$$

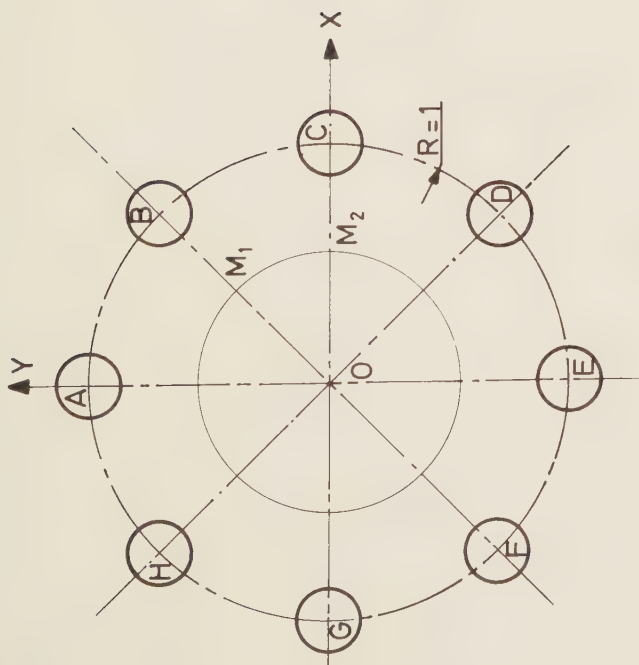
Plaques verticales :

$$S_y = A - E + \frac{1}{\sqrt{2}} (B + H - D - F)$$

On peut montrer dans ces conditions que les coordonnées du point lumineux sur l'oscilloscope sont en première approximation proportionnelles aux coordonnées du flash lumineux repérées X, Y sur la figure 30. On peut, en faisant varier la distance de la couronne de photomultiplicateurs au plan des avalanches, apporter un élément de correction. La figure 31 montre comment varie le signal global $S = A + B + C + D + E + F + G + H$ en fonction de cette distance. On élabore pour cela les signaux $\frac{S_x}{S}$ et $\frac{S_y}{S}$ ce qui permet, en outre, d'éliminer l'influence d'une fluctuation d'amplitude d'une avalanche à une autre.

Ce dispositif se prête à une mise en mémoire sur sélecteur d'amplitude 4096 canaux, soit 64 canaux pour les abscisses et 64 canaux pour les ordonnées. Or il est possible avec de tels sélecteurs de les associer avec des unités de visualisation qui permettent d'éliminer les canaux dans lesquels le nombre stocké est inférieur à un seuil réglable (matériel Intertechnique : bloc mémoire BM 95 et unité de visualisation RG 96).

On pourrait également, en utilisant cet appareillage, avoir une correction automatique de la distorsion des signaux $\frac{S_x}{S}$ et $\frac{S_y}{S}$.



Disposition des photomultiplicateurs
 M_1 , M_2 projection des éclairs sur le
plan des photomultiplicateurs

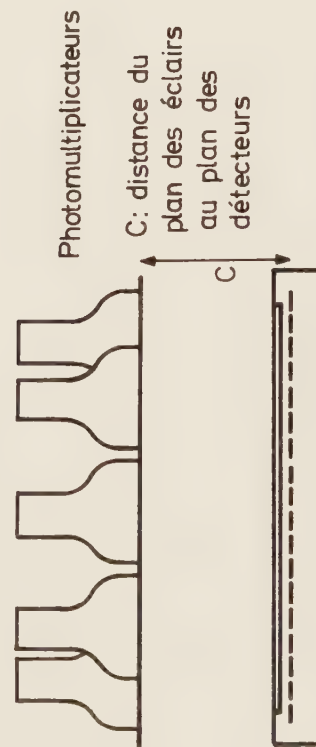


Figure 30 - Restitution d'image sans optique

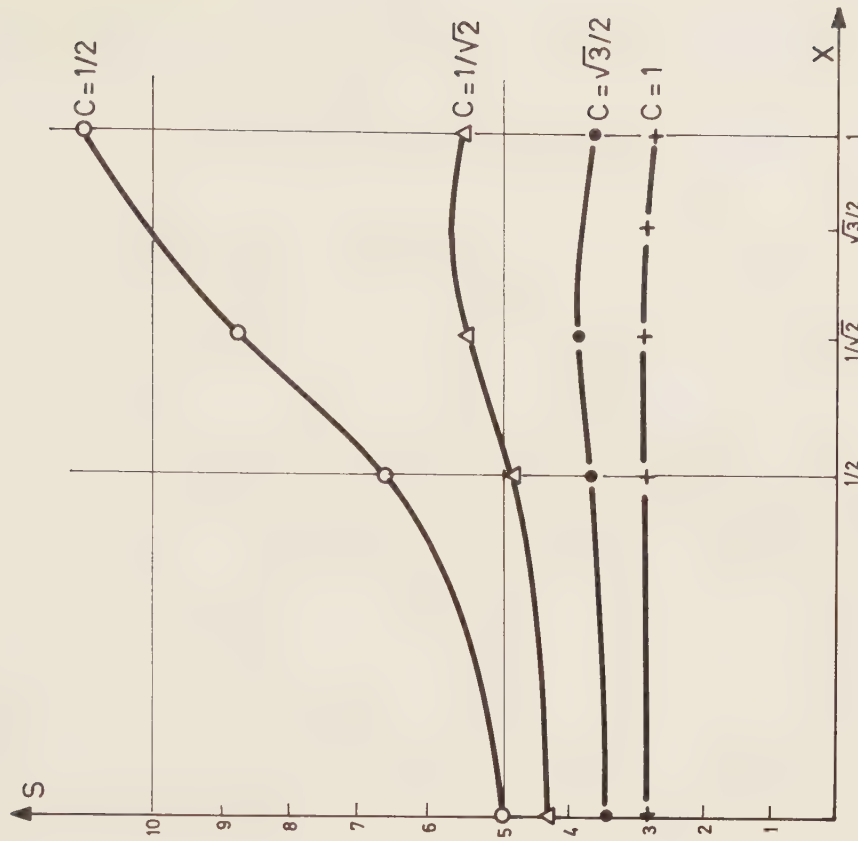


Figure 31 - Signal global S perçu par les photomultiplicateurs en
fonction de la position de l'éclair selon X, pour différentes valeurs
de C.

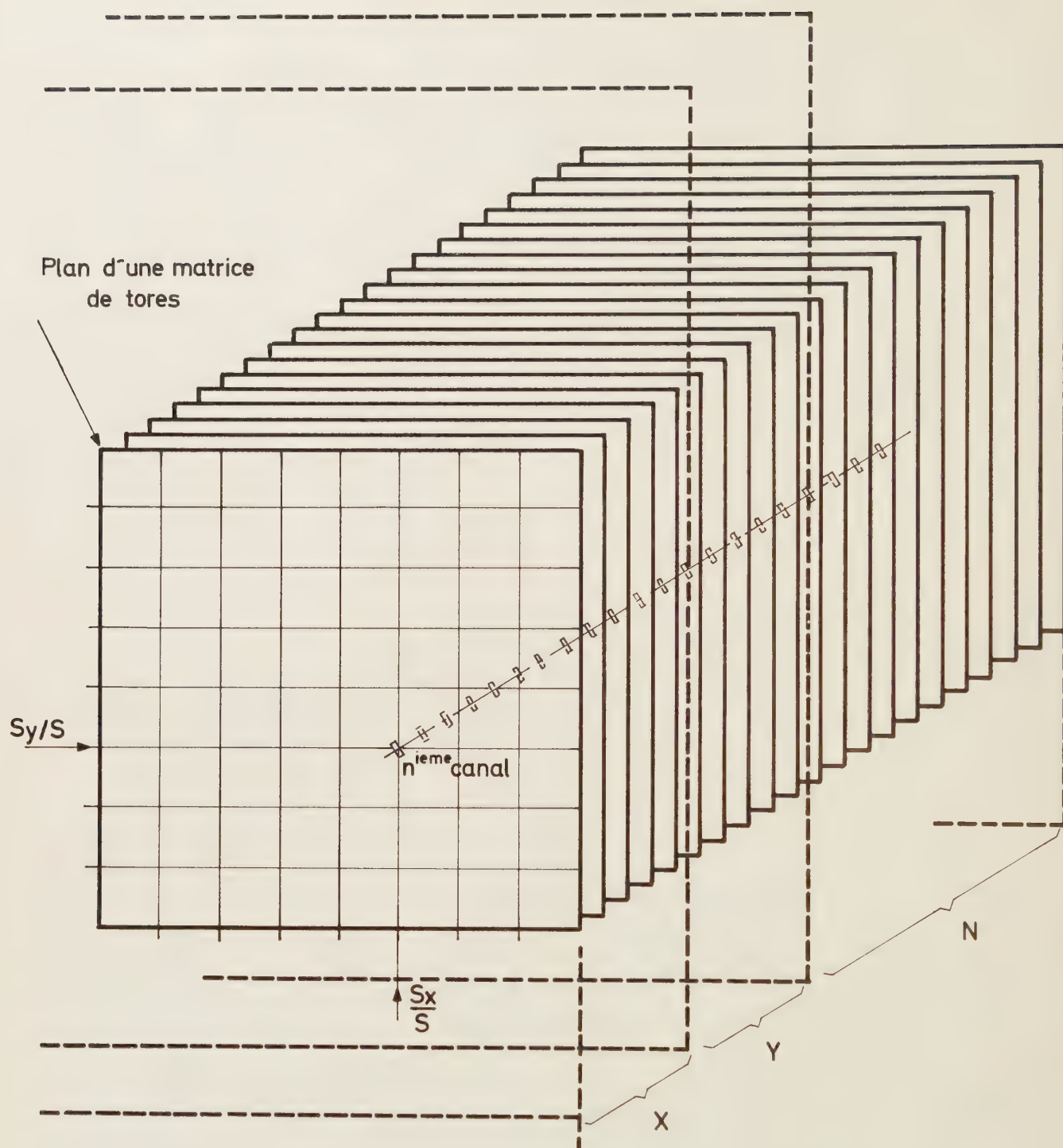


Figure 32 - Utilisation d'une mémoire à tores pour corriger la distorsion de l'image.

Imaginons, en effet, qu'on mesure un flash au moyen d'une table admettant les déplacements X et Y. A chaque position de la table X et Y sont connus, les singaux $\frac{S_x}{S}$ et $\frac{S_y}{S}$ aussi. On peut donc, comme sur la figure 32, utiliser deux séries de plaques pour mettre en mémoire X et Y.

A la lecture, il suffit de remplacer les connections $\frac{S_x}{S}$ et $\frac{S_y}{S}$ avec l'unité de visualisation par les connections X et Y de la figure.

VI. APPLICATIONS

a) INTRODUCTION

Nous avons vu que la triode à gaz est un détecteur suivi d'un amplificateur. Elle peut donner un signal important pour tout photon X absorbé. Enfin le xénon rend le dispositif avantageux pour détecter des photons X dont l'énergie peut atteindre 70 keV.

Ces caractéristiques permettent des performances qui ne peuvent être atteintes avec un film radiologique. Si ce dernier donne bien quelques grains développés pour un photon X absorbé [40] [41], cette absorption décroît très vite avec l'énergie du photon. Aussi la Société Polaroid [42] a-t-elle mis au point un "sandwich" composé d'un film 3 000 ASA et d'un écran fluorescent. La pellicule n'est sensible qu'à la lumière du scintillateur. Avec un tube à rayons X, on obtient par ce procédé des diagrammes de LAUE pour des temps d'exposition 30 fois plus courts qu'avec les émulsions spéciales X. Eh bien ! ce dispositif Polaroid est insensible à une source d'iode 125 dix fois plus intense que celle utilisée dans nos appareils médicaux quel que soit le temps d'exposition !

Le flux lumineux est, en effet, trop faible pour vérifier la loi de réciprocité de BUNSEN et ROSCOE concernant le produit de l'éclairement par sa durée d'action. D'autre part, les quelques grains développés dus à l'absorption d'un photon X dans une pellicule spéciale ne constituent pas dans bien des cas un signal suffisant car ils ne sont pas directement visibles à l'œil.

La triode à gaz est donc intéressante lorsque les flux sont très faibles.

Nous donnons quatre types d'application dont deux avec la chambre à étincelle. Ce sont : la scintigraphie médicale et l'astronomie X. La première a été développée par notre laboratoire en liaison avec le Service Hospitalier Frédéric JOLIOT d'Orsay depuis 1964. Elle en est maintenant dans sa phase "réalisation industrielle".

La deuxième est une proposition faite aux expérimentateurs de l'astronomie X. Une simulation d'image de la constellation du Cygne concrétise ce projet.

Il existe cependant des cas où le flux X émis est faible tout en étant suffisamment important pour que le temps mort de la chambre à étincelle soit gênant. Ainsi en est-il de la diffraction X appliquée aux molécules biologiques pour laquelle nous proposons une chambre à avalanche.

Enfin, il a paru intéressant de montrer que d'autres particules que les photons X pouvaient être détectées avantageusement par la triode. Nous décrivons un projet d'appareil pour la diffraction neutronique. Le mélange gazeux est l'hélium 3-xénon sous pression car c'est un autre mérite de la chambre à avalanche que de pouvoir fonctionner à des pressions de plusieurs dizaines d'atmosphères.

b) SCINTIGRAPHIE MEDICALE [43]

La visualisation in vivo de la distribution de la radioactivité dans un organe a débuté en 1951 après les travaux de CASSEN et MAYNEORD. Elle est devenue d'usage courant pour l'investigation morphologique ou fonctionnelle de divers organes. Cependant, alors que dans les premières années l'iode 131 qui émet un γ de 360 keV était le corps le plus utilisé, la tendance actuelle est d'employer des émetteurs X ou γ d'énergie plus faible. L'utilisation de faibles énergies présente deux avantages : collimateurs moins encombrants et meilleure localisation. On a, par contre, l'inconvénient d'avoir un rayonnement diffusé d'une longueur d'onde moins facilement séparable du rayonnement direct [44]. Les radionuclides doivent avoir une période et un mode de décroissance compatibles avec une faible dose délivrée aux tissus.

Si le cristal scintillant NaI(Tl) donne d'excellents résultats pour des photons d'énergie supérieure à 100 keV, il est difficilement utilisable pour des énergies plus faibles. En effet la quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal ; pour les "détecteurs stationnaires", elle est insuffisante en-dessous de 100 keV pour que l'optique associée permette la localisation souhaitée [45].

C'est donc pour ces énergies que la chambre à étincelle ou à avalanche est intéressante.

Deux radionuclides décroissant par conversion électronique ont été utilisés : l'iode 125 de période 60 jours, le mercure 197 de période 65 heures. Le premier donne des X de 27,2 keV, le deuxième plusieurs raies voisines autour de 70 keV. En raison de la faible énergie émise, l'iode 125 convient pour les organes peu profonds comme la thyroïde ou pour des tumeurs superficielles du foie, par exemple. Le mercure convient à l'examen des reins, des tumeurs crâniennes.

Pour que ces images d'organes soient perçues avec une définition convenable, il faut placer entre la personne examinée et la fenêtre du détecteur une optique à rayons X. Elle est constituée par un disque en plomb percé de trous cylindriques parallèles. La longueur, le diamètre, l'écartement des trous doivent être appropriés au type d'observation.

Nous allons décrire cette optique à rayons X sous le nom de "collimateur" qui lui est généralement donné.

b₁) Le collimateur

Chaque trou définit un volume dans la source auquel correspond un volume dans l'espace de détection. On pourrait ainsi disposer chaque trou de manière à faire correspondre des volumes contigus. Cette méthode conduit à des collimateurs de sensibilité médiocre, on préfère une grille collimatrice où les volumes perçus sur la source par chaque trou empiètent les uns sur les autres. Pour définir la résolution, nous adopterons le critère d'ANGER [46] (voir figure 33).

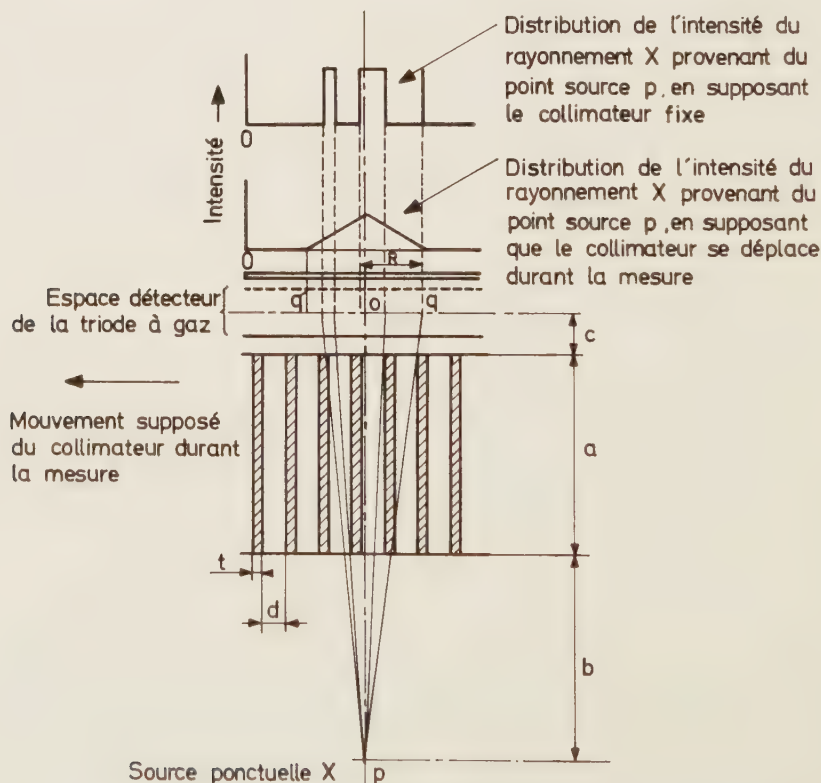


Figure 33 - Résolution linéaire R d'un collimateur d'après H.O. ANGER

Posons R résolution, a épaisseur du collimateur, d diamètre d'un trou, b distance séparant le plan inférieur du collimateur au plan moyen du volume observé, e distance du plan supérieur du collimateur au plan moyen de l'espace de détection. Pour un point du plan d'observation, placé dans un plan vertical diamétral pour une rangée de trous, on peut tracer les créniaux correspondant à l'éclairement. En imaginant le collimateur mû d'un mouvement de translation, on trouve un éclairement triangulaire en coupe ou pyramidal dans l'espace.

La base du triangle vaut $2R$, sa largeur à mi-hauteur R .

La figure montre que : $R = (a + b + c) \frac{d}{a}$.

La sensibilité S est le produit de deux facteurs, l'un relatif au rendement de l'espace détection ρ , l'autre dû au collimateur f . $S = \rho f$.

Pour des rayons X, les parois peuvent être considérées comme parfaitement absorbantes. f est facile à calculer car pour une source plane uniforme de dimensions infinies, f est indépendant de la distance de la source au plan inférieur du collimateur. De manière plus précise on posera :

$$f = \frac{\text{flux traversant le collimateur}}{\text{flux émis}} = \frac{\text{surface trouée}}{\text{surface totale}} \times \frac{\Omega}{4\pi}$$

Ω est l'angle solide sous lequel on voit un trou d'un plan au contact avec le collimateur.

Application aux collimateurs à trous hexagonaux

Une méthode commode de réalisation consiste à fabriquer une matrice en profil de demi-hexagone. Chaque feuille de plomb est mise en forme puis collée aux précédentes comme l'indique la figure 34. Soit e l'épaisseur de la feuille de plomb,

$$f = \frac{1}{1 + \frac{8}{3} \frac{e}{d}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \simeq \frac{d^2}{16 a^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{8}{3} \frac{e}{d}}$$

Pour notre appareil $2C = 2$ cm ; pour l'iode 125 $\rho = 12$ % (720 mm Hg xénon, 40 mm Hg méthylal). Nous prendrons $b = 3$ cm (cas d'un examen thyroïdien), et $e = 0,38$ mm correspondant à une feuille de plomb de 0,5 avant matriçage.

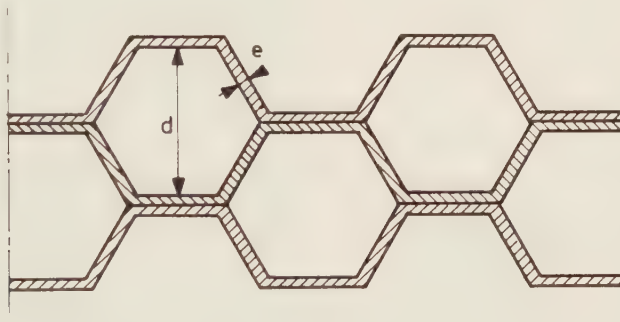


Figure 34 - Détail de collimateur à trous hexagonaux.

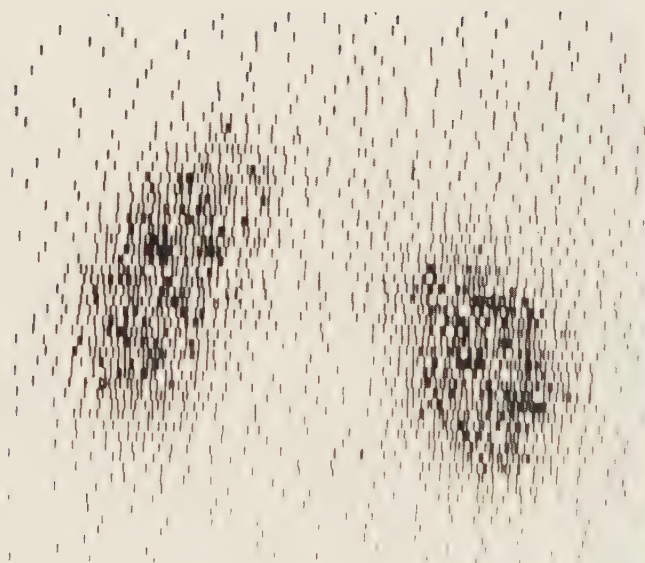
Le tableau ci-après donne quelques résultats.

On voit qu'à résolution égale, la sensibilité augmente quand l'épaisseur du collimateur diminue. Pour une résolution de 6 mm on augmenterait en principe la sensibilité de 20 % en prenant $a = 8,2$ mm, $d = 0,85$ mm. Les difficultés de réalisation font que nous n'avons pas pris de valeur de d inférieure à 2 mm.

Pour une même résolution théorique, plus le collimateur est mince plus la résolution pratique varie d'une région à l'autre de l'image, l'objet observé n'étant jamais plat.



a) Goître de la thyroïde ^{125}I



b) Reins d'enfant ^{197}Hg

Figure 35 - Scintigrammes classiques et par chambre à étincelles

(en mm)			$S \times 10^5 \text{ cps}/\mu\text{Ci}$	
d	a	R		
2	10	10	22	8,2
2	20	6	5,5	2,0
3	30	7	3,5	1,3

Avec l'iode 125 le collimateur intervient seul pour limiter la résolution. Il n'en serait plus de même avec des énergies de photoélectrons d'une centaine de keV. Le parcours de ces photoélectrons dans le gaz à la pression atmosphérique serait sensible par rapport à la résolution du collimateur.

b₂) Résultats expérimentaux

Nous illustrons les résultats par un examen de thyroïde au moyen de l'iode 125 et par un examen de reins au moyen du Hg^{197} administré sous forme de bichlorure. Le diamètre utile du détecteur étant de 20 cm, la thyroïde ne couvre qu'une partie du détecteur. Par contre, on ne peut avoir les deux reins sur la même image que pour un enfant. La figure 35 montre les résultats en comparaison du scintigramme classique obtenu par balayage d'un cristal de NaI(Tl) collimaté au-dessus de l'organe.

Les conditions expérimentales sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Thyroïde : activité fixée dans la glande 23 μCi

Scintigraphie	Chambre à étincelle
Collimateur : type focalisé	Collimateur : $2 \times 20 \text{ mm}$
Vitesse de balayage : 280 mm/min.	Nombre d'étincelles : 13 600
Chaque trait pour 4 impulsions	Mouvement propre : 12 cps
Temps de pose : 28 min	Temps de pose : 5 min.

Reins d'enfant 132 μCi de Hg^{197} dans les 2 reins

Scintigraphie	Chambre à étincelle
Collimateur cylindrique : diamètre du trou : 12 mm	Collimateur : $2 \times 70 \text{ mm}$
Vitesse de balayage : 420 mm/min	Nombre d'étincelles : 50 000
Chaque trait pour 6 impulsions	Mouvement propre : 9 cps
Temps de pose : 25 min.	Temps de pose : 20 min.

On remarque le temps de pose fortement diminué pour l'examen thyroïdien. L'image donnée par la chambre à étincelle précise mieux la forme.

Pour le mercure 197, le rendement de l'espace détection est deux fois moins bon. Une partie du rayonnement perçu est un rayonnement diffusé. Cependant la chambre à étincelle soutient encore avantageusement la comparaison.

c) ASTRONOMIE X

Les sources X stellaires ne sont pas perçues au niveau du sol. L'atmosphère terrestre constitue un écran encore suffisamment efficace lors d'expériences en ballon pour que seuls parviennent des X d'énergie supérieure à 30 keV.

Ces sources ont été identifiées par des expériences en fusée dans la gamme d'énergie de 1 à 10 keV. Elles sont toujours très faibles : les détecteurs comptent moins d'une impulsion par seconde et par centimètre carré. Des compteurs proportionnels ont enregistré quelques spectres

d'émission [47] [48]. Ces derniers semblent pouvoir tantôt être assimilés à un rayonnement synchrotron ou COMPTON, tantôt à un rayonnement d'équilibre thermique satisfaisant à l'équation de MAXWELL-BOLTZMANN. Aussi est-il difficile de prévoir quels sont les meilleurs instruments

pour détecter ces sources. Un spectre décroissant en $E^{-2,4}$ décroît plus vite qu'un spectre en $e^{-\frac{E}{5}}$, dans le domaine de 1 à 20 keV (E étant exprimé en keV, la température du plasma étant de l'ordre de $5,10^7$ °K). Les détecteurs utilisés localisaient la source au moyen d'un empilage de grilles admettant une ouverture projetée maximale dans une direction normale au détecteur et très rapidement décroissante en fonction de l'incidence.

Avec une chambre à étincelle, on peut obtenir une image de sources ponctuelles, pas trop nombreuses et de très faible activité, en opérant de la façon suivante : un trou de forme géométrique simple, placé à quelque distance du détecteur, donne une image en étincelles par projection dans la direction définie par la source X. Si le contour du trou définit des axes, la direction de la source X est connue avec précision. Toutefois si l'activité est très faible, l'analyse statistique du nombre d'événements perçus diminue la précision.

Pour pouvoir détecter des énergies faibles, la fenêtre de la chambre doit être en béryllium. La figure 36 montre la transparence au rayonnement X entre 2 et 15 keV d'une fenêtre en béryllium de 0,5 mm d'épaisseur. Avec le mélange xénon-méthylal à la pression atmosphérique, l'espace de détection atteint un rendement de 93 % pour 2 cm entre 7 et 8 keV. Pour les énergies plus faibles, le rendement du gaz est voisin de l'unité, le béryllium impose le rendement. A 15 keV, le rendement du gaz est encore de 50 %.

Afin d'avoir une idée de l'image que transmettrait un tel dispositif une simulation de la région du Cygne a été entreprise au laboratoire en collaboration avec R. ROCCHIA du Service d'Electronique Physique de Saclay.

La figure 37 montre le schéma de montage, la position de quatre sources X dans la région du Cygne et le résultat de la simulation. Cette dernière a été faite avec une source d'iode 125 et la fenêtre d'aluminium normalement utilisée en médecine.

Elle correspond à un vol en fusée de 300 secondes, le détecteur étant stabilisé en direction. Les activités des sources ont peut-être été surestimées, moins cependant que le mouvement propre d'origine cosmique.

Le tableau ci-dessous donne les résultats numériques de l'expérience :

Source simulée	Nombre d'étincelles dans la croix	Réponse du détecteur aux sources simulées en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
X R ₁	1 900	1,6
X R ₂	1 100	0,94
X R ₃	600	0,5
X R ₄	200	0,18

Rayonnement isotrope simulé : 6300 étincelles.

La surface de la croix est de 4 cm^2 . La croix de Lorraine a été choisie car cette croix définit avec précision la direction de la source sans ambiguïté.

Avec le xénon de pureté 99,8 %, le mouvement propre est de 3 cps soit 900 étincelles en 300 secondes. L'angle solide sous lequel on voit le détecteur du centre de la croix est de 0,37 stéradian.

Le rayonnement isotrope simulé correspond donc à une activité X de $12 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{stér}^{-1}$

Les particules chargées de haute énergie peuvent être en partie éliminées par un réglage convenable du champ dans l'espace de détection. En effet nous avons vu que les électrons de l'espace de détection étaient efficaces dans le déclenchement de l'étincelle lorsqu'ils étaient concentrés dans un cylindre d'environ 0,4 mm de diamètre. Or l'ionisation spécifique est beaucoup plus grande dans le gaz pour les photoélectrons dus aux X que pour les particules chargées au minimum d'ionisation.

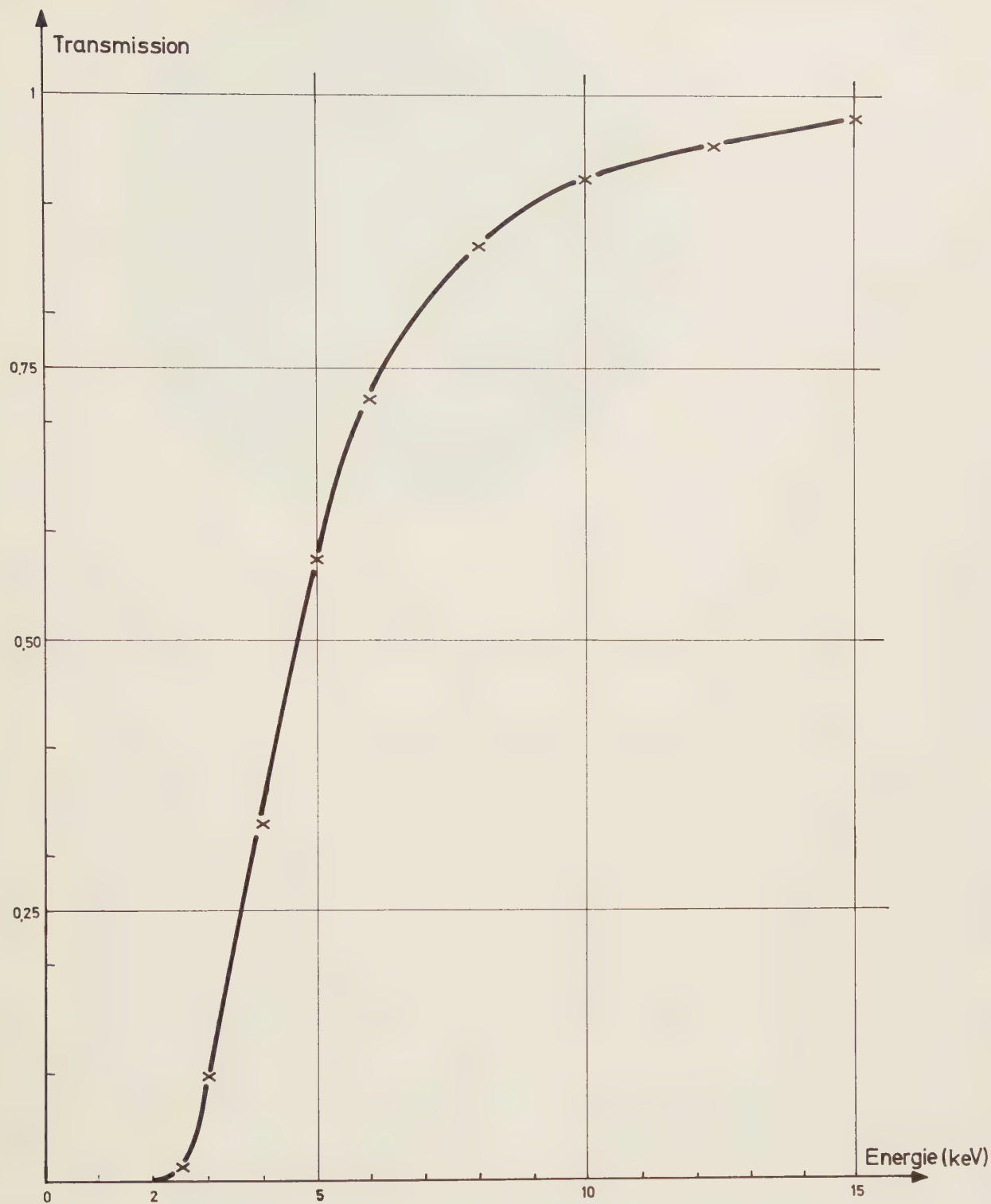


Figure 36 - Transmission d'une fenêtre en Béryllium de 0,5 mm d'épaisseur en fonction de l'énergie du rayonnement X incident.

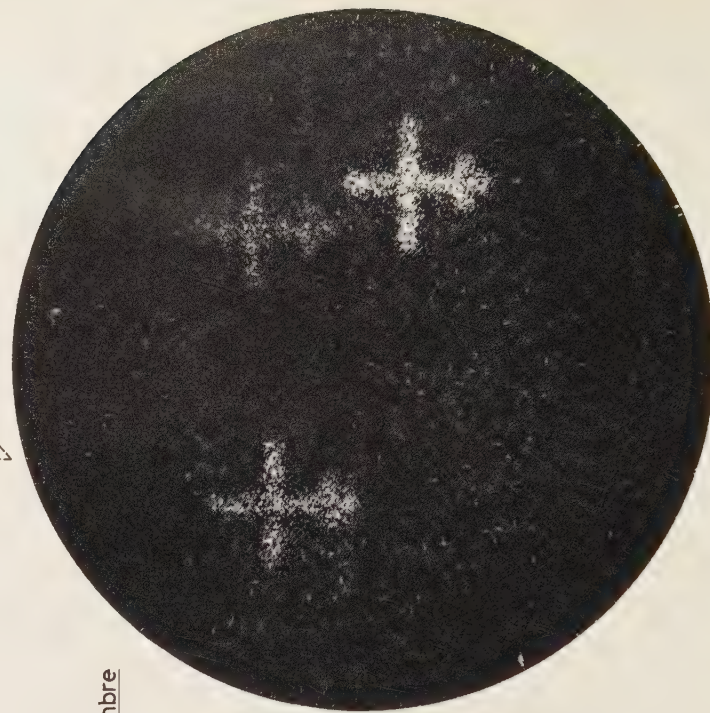
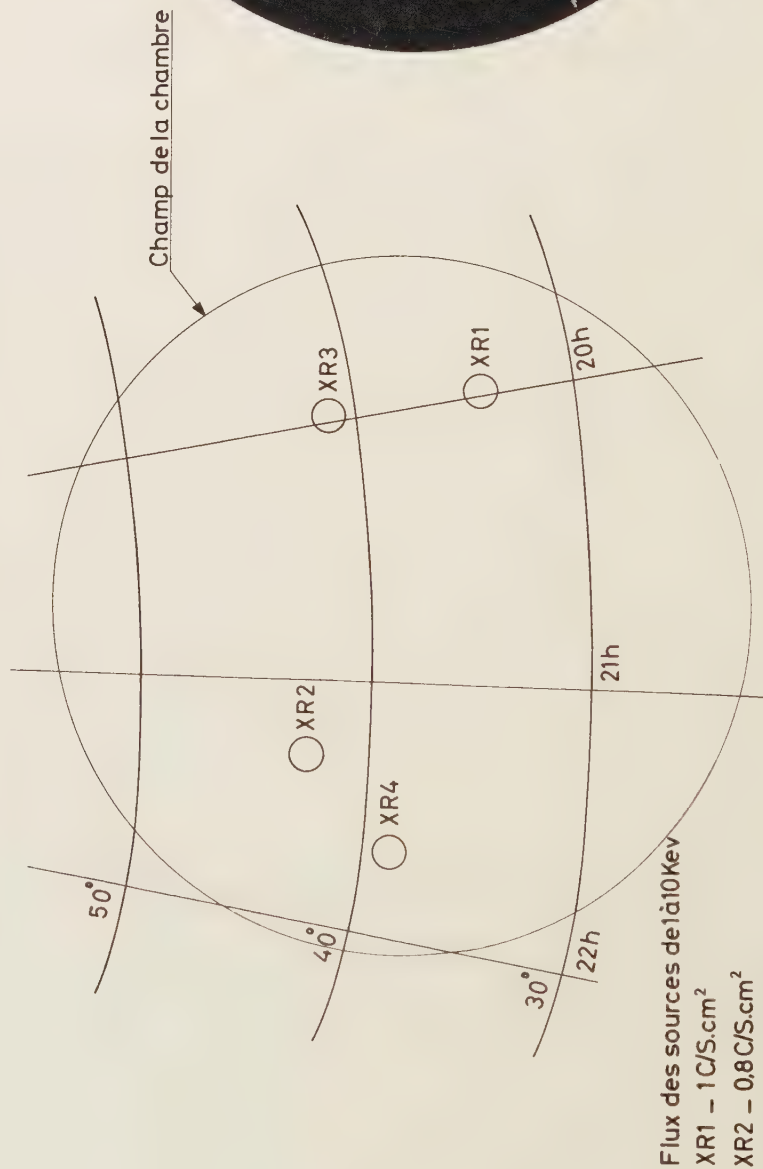
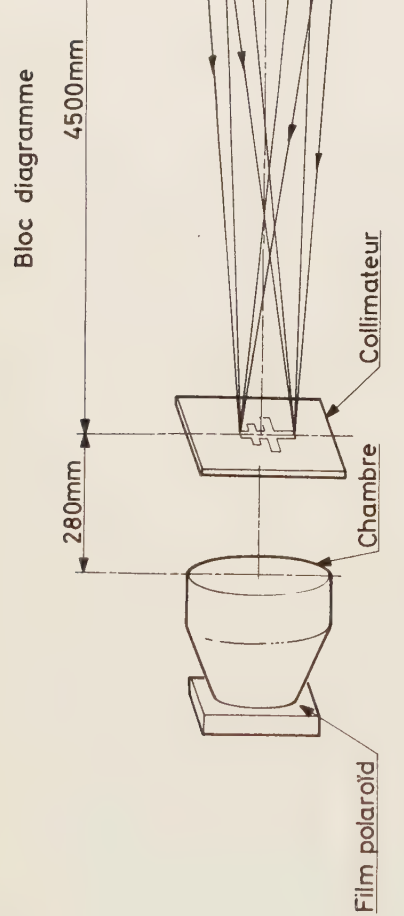


Figure 37 - Simulation des sources X du cygne

L'image fournie par la chambre à étincelle de sources simulées du Cygne est très encourageante. La source la plus faible est encore perceptible sans qu'il soit nécessaire de faire une étude statistique du nombre d'étincelles par unité de surface.

d) DIFFRACTION X

Un cas particulièrement difficile du point de vue expérimental est la diffraction X de grandes molécules biologiques. Pour résoudre ce problème on cristallise la substance biologique dont on prend un monocristal [59] [60] [61]. Cependant les distances entre molécules sont grandes comparées à la longueur d'onde de la raie K_α du cuivre généralement utilisée pour cette étude (8 keV). Un très grand nombre de réflexions de BRAGG apparaissent simultanément. La loi de BRAGG $2d \sin \theta = n\lambda$ est satisfaite pour quelques dizaines ou quelques centaines de plans réticulaires avec différents espacements d pour un même angle θ . La méthode orthodoxe d'enregistrement des intensités des réflexions individuelles est d'orienter le cristal selon trois axes dans un diffractomètre et de mettre un détecteur ponctuel (compteur à scintillation ou compteur proportionnel) dans la position convenable pour mesurer la réflexion. Ceci doit être fait pour quelques milliers et, souvent, quelques dizaines de milliers d'images par réflexion. Il existe des instruments d'enregistrement automatique mais le temps de mesure sur chaque tache est déterminé par des considérations de statistiques : les protéines diffractent si peu que quelques minutes sont nécessaires par tache.

A l'heure actuelle, on ne peut obtenir les diagrammes de diffraction de certains corps car ces derniers sont endommagés avant qu'on ait eu le temps de rassembler les données. Pour l'hémoglobine et la myoglobine plusieurs mois de mesure sont nécessaires [49] [50] [51].

On gagnerait donc un facteur très grand sur le temps d'irradiation en obtenant simultanément le comptage et la localisation. Cette opération est possible avec une chambre à étincelle ou à avalanche en enregistrant sur bande magnétique l'image transmise par vidicon ou image orthicon.

Cependant le temps mort de la chambre à étincelle lui fait perdre une grande partie de son mérite. Elle ne peut enregistrer que 250 étincelles par seconde ; pour en enregistrer 10^8 à 10^9 , il lui faudrait de 5 jours à 2 mois d'irradiation continue. Le même remplissage gazeux ne pourrait suffire pour toute l'expérience.

Ce domaine d'investigation conviendrait, par contre, à une chambre à avalanche.

La résolution angulaire nécessaire est de 30' d'arc, l'angle d'acceptance des rayons diffractés de $\pm 60^\circ$.

La figure 38 montre un montage expérimental fait en chambre à étincelle et qui permet, notamment, de préciser la résolution.

La fenêtre de la chambre est en béryllium de 1 mm d'épaisseur, l'espace de détection est de 2,5 mm. Un puits en plomb absorbe le faisceau direct.

La figure 40 est obtenue en plaçant une source radioactive derrière un collimateur en plomb sous la fenêtre de béryllium. Les trous ont un diamètre de 2 mm, ils sont placés au sommet de triangles équilatéraux, la distance entre axe et trous étant de 4 mm. L'épaisseur du collimateur est de 10 mm. Les deux sources radioactives sont l'une le fer 55(5,9 keV), l'autre l'iode 125(27,2 keV). On voit immédiatement sur l'image, la meilleure définition des trous donnée par le fer 55. L'apparente bonne résolution pour l'iode est due à l'étroitesse de l'intervalle de détection. Le rendement de détection pour le fer 55 est d'environ 30 %. Il serait de 50 % pour une épaisseur de béryllium de 0,5 mm.

Si l'on admet que pour deux taches distantes angulairement de 30' d'arc, les taches d'éclairement moyen doivent être tangentes, 30' d'arc du détecteur doit correspondre à 0,8 mm. Le diamètre du détecteur doit être de 32 cm. Un détecteur de cette dimension est actuellement en cours de réalisation et pourra s'adapter au dispositif Delcalix de Oude Delft.

A titre de comparaison, entre la sensibilité d'un film et la sensibilité de notre chambre, nous avons, avec le montage de la figure 38, réalisé des diagrammes de LAUE. La figure 39 montre deux diagrammes de sel gemme. Pour l'un, le faisceau incident est perpendiculaire à l'un des axes de symétrie. On reconnaît la structure d'un cristal cubique. Pour l'autre, le faisceau incident a été incliné de 6° .

Les conditions expérimentales sont les suivantes : le générateur à rayons X est à anticathode de tungstène (appareil de la Compagnie Générale de Radiologie Théta 50 avec tube GC 340-5).

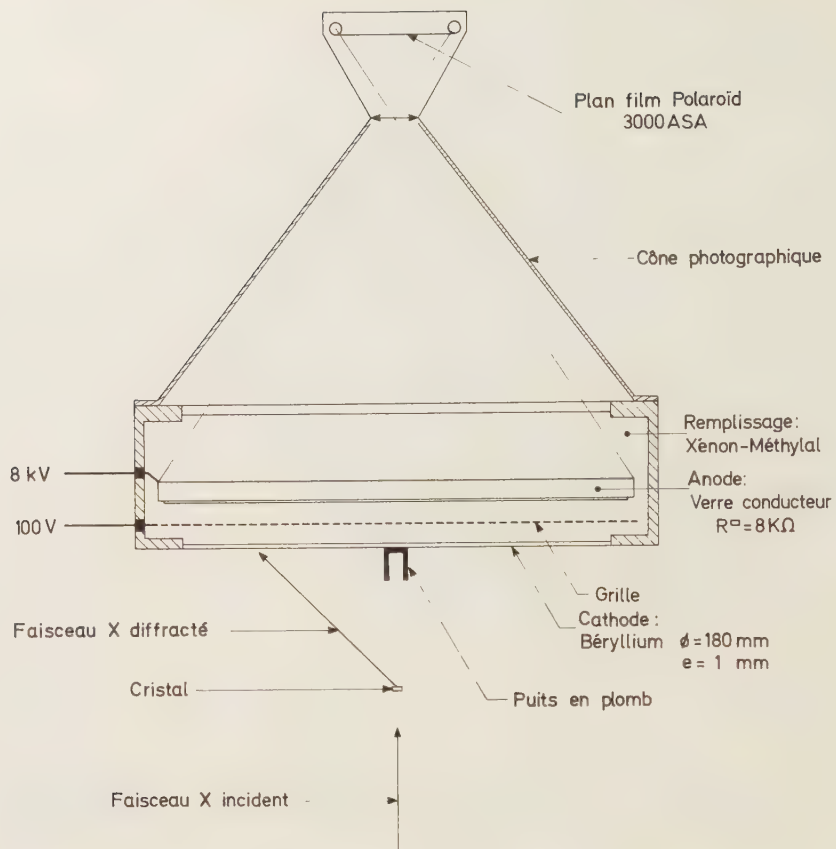


Figure 38 - Schéma de l'installation

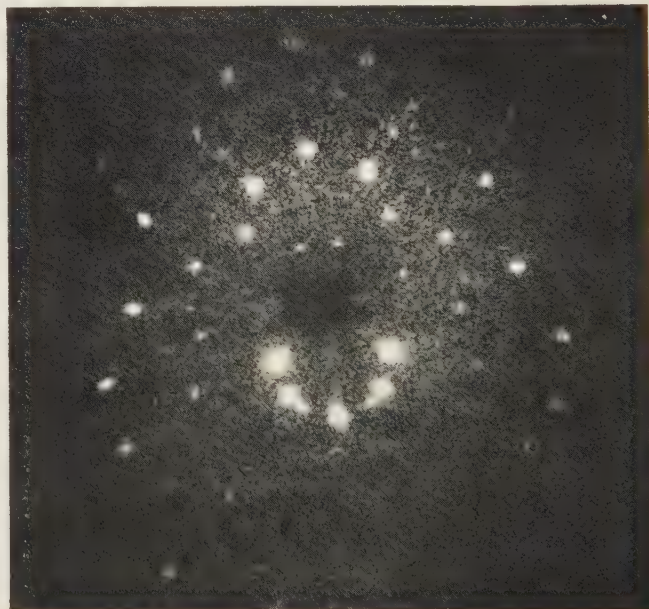
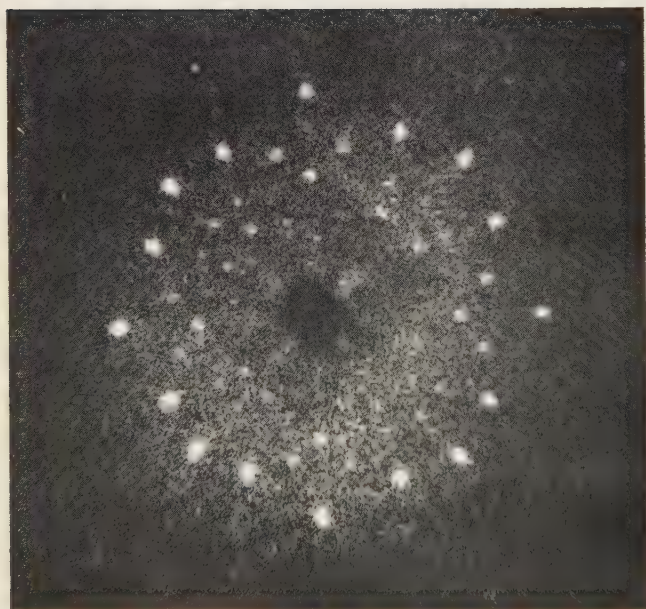
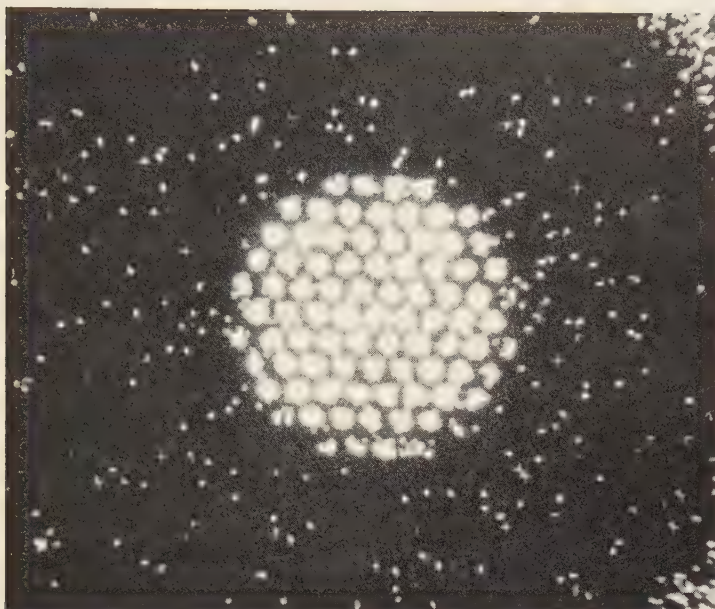
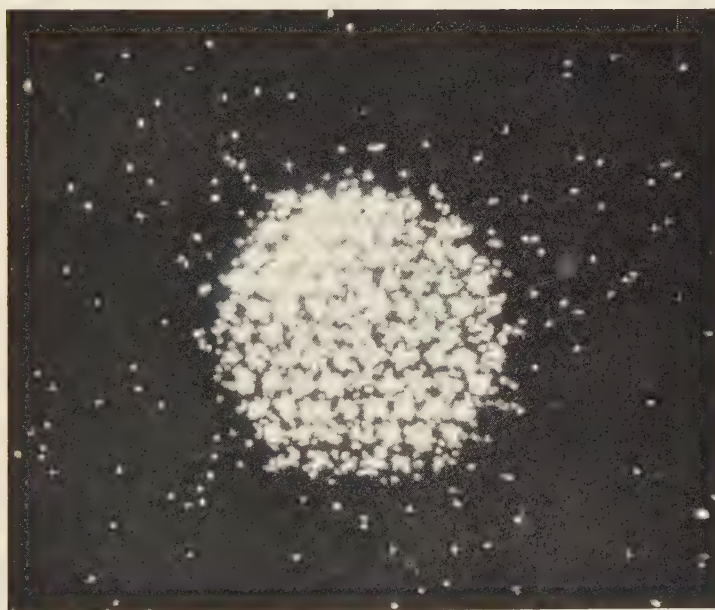


Figure 39 - Diagrammes de LAUE



a) Source de ^{55}Fe



b) Source de ^{125}I

Figure 40 - Images de collimateur montrant la diffusion provoquée par le photo-électron

La haute tension appliquée est de 50 kV pour un débit de l'ordre de 0,1 mA. Le temps d'exposition est de 400 secondes et le taux de comptage 250 étincelles par seconde. Le cristal est à 6 cm devant le détecteur dont le diamètre utile est de 18 cm. La contribution du rayonnement diffracté par le cristal est égale à celle du rayonnement diffusé par l'air et le cristal et correspond à 0,5 % environ du rayonnement direct.

Avec un courant de 10 mA, cent fois celui utilisé, il fallait 1/4 d'heure d'exposition par photographie selon le procédé classique, de l'ordre de la minute avec le dispositif Polaroid à écran renforçateur incorporé.

Nous avons pu également obtenir des diagrammes de LAUE du sel gemme avec une source d'iode 125 permettant de reconnaître la structure du cristal.

e) DIFFRACTION NEUTRONIQUE

On peut appliquer à la diffusion des neutrons la technique de diffraction des rayons X de DEBYE-SCHERRER : diffraction par des échantillons réduits en poussière. La diffraction des rayons X est surtout due aux cortèges électroniques des noyaux, et celle des neutrons aux noyaux seulement. Les deux méthodes peuvent se compléter lorsque l'échantillon contient deux éléments de nombres atomiques très voisins ou très différents. Dans le cas de matériaux magnétiques, le neutron peut être diffusé par l'interaction de son moment magnétique et des moments magnétiques ou ioniques des atomes de l'échantillon [53].

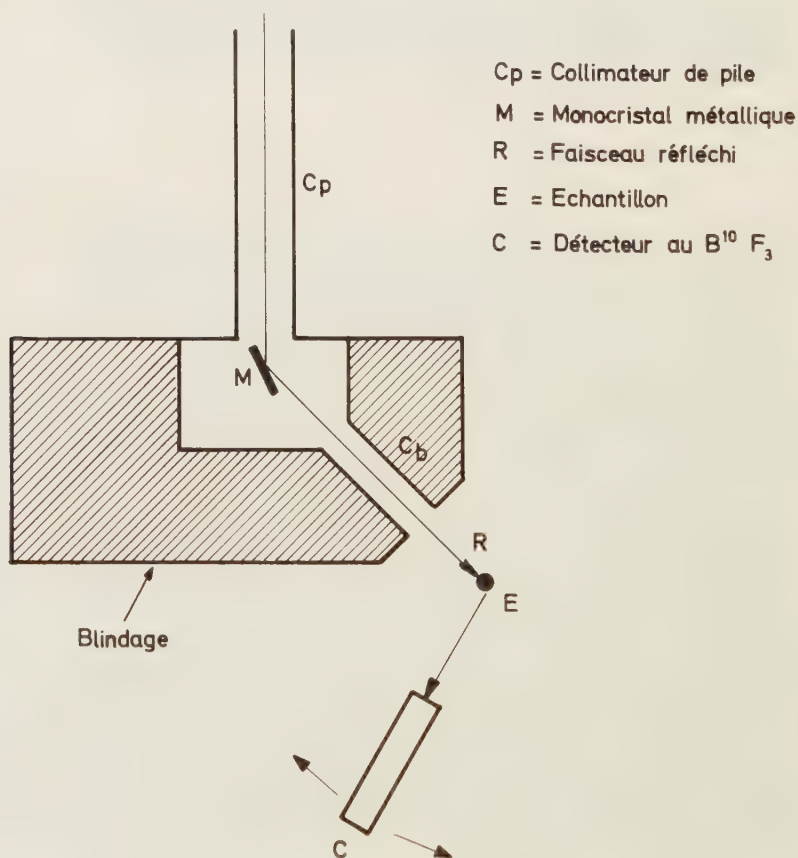


Figure 41 - Schéma d'installation pour expérience de diffraction neutronique

Le dispositif expérimental est indiqué sur la figure 41.

Le faisceau "blanc" de neutrons sortant du collimateur de pile C tombe sur un monocristal (métallique) M qui trie dans le spectre des neutrons qu'il reçoit une étroite bande pratiquement

monochromatique dont le centre a la longueur d'onde définie par la relation de BRAGG $\lambda = 2d \sin \theta$ (θ angle du faisceau incident avec les plans réflecteurs du cristal d'équidistance d). Le faisceau réfléchi R émerge du collimateur percé dans le blindage. Il est typiquement constitué de neutrons de $\lambda \sim 1,1 \text{ \AA}$, $E \sim 0,06 \text{ eV}$, $v \sim 3600 \text{ m/s}$ avec un flux de l'ordre de $2 \cdot 10^6 \text{ neutrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ pour une pile donnant en son cœur un flux maximum de $10^{14} \text{ neutrons thermiques/cm}^2 \cdot \text{sec}$ (pile EL 3 de Saclay).

Ce faisceau, de $2 \times 5 \text{ cm}$ de section tombe sur l'échantillon E contenu dans un porte échantillon de 1 cm de diamètre, cylindrique, et le compteur C à B^{10}F_3 explore dans le plan horizontal les neutrons diffusés et diffractés par l'échantillon.

On peut estimer le bruit de fond à $3 \cdot 10^3 \text{ neutrons/sec}$ dans un cône de demi-angle d'ouverture de 40° et à $2 \cdot 10^4 \text{ neutrons/sec}$ le nombre de neutrons envoyés dans des cônes de DEBYE-SCHERRER [52].

C'est une expérience mettant en œuvre un matériel important. Les mesures sont longues. Le compteur à trifluorure de bore enrichi en bore 10 a une longueur de 50 cm . Il nécessite un blindage important, notamment au flux parasite γ . Son poids est de 120 kg ; il est monté sur rails.

La fenêtre du détecteur est de 7 cm^2 ; en moyenne une raie donne $30 \text{ impulsions/sec.}$, le rendement de détection étant de 70% .

Il est intéressant d'étudier les possibilités d'une chambre à avalanche pour ce problème. De nombreux auteurs [54] [55] [56] [57] ont essayé d'utiliser l'hélium 3 comme scintillateur gazeux jusqu'à des pressions de 250 kg/cm^2 . Les avantages des scintillateurs gazeux sont le temps de réponse rapide et la linéarité de réponse en fonction de l'énergie dépensée dans le scintillateur. En outre l'hélium 3 a une section efficace de 3000 barns pour des neutrons de $0,06 \text{ eV}$; il est peu sensible au rayonnement γ . En général, les expérimentateurs ont revêtu les parois du scintillateur de diphénylstilbène pour convertir l'ultra-violet en visible. Ils ont étudié la quantité de lumière émise en fonction de la pression, des impuretés de néon, ou autres gaz.

NORTHROP et GURSKY ont les premiers montré l'augmentation de lumière donnée par l'adjonction de 10% de xénon à l'hélium.

Cependant les quantités de lumière émises restent très faibles. La réaction $(n, \text{He}^3) \longrightarrow (p, \text{H}^3)$ donne une énergie cinétique au proton de 764 keV . En se référant au travail de Lee AAMODT [58], 10 photoélectrons sur une photocathode type S 11 constitueraient le signal.

Notre dispositif, grâce à son amplification interne de lumière, pallierait cet inconvénient. Le calcul concernant le rendement et la résolution d'une chambre remplie sous 40 atmosphères d'hélium 3 et d'un espace de détection de 5 mm d'épaisseur donne les résultats suivants : rendement 80% , parcours du proton dans l'hélium $1,2 \text{ mm}$.

Le parcours du proton a été déduit du parcours dans l'air par application de la règle de BRAGG-KLEEMAN (réf. [15], p. 653).

Une étude préalable d'un mélange binaire du type PENNING serait souhaitable afin que la tension à appliquer puisse être maintenue à une valeur plus facilement accessible. Cependant d'après les travaux rapportés par VON ENGEL [8], il semble que l'hélium ait un $\frac{\alpha}{p}$ pour les faibles valeurs de $\frac{E}{p}$ plus grand que le néon. Le néon pur à 40 atmosphères nécessite pour un intervalle entre grille et anode de 3 mm une tension d'environ 30 kV .

Un mélange He^3 -xénon permettrait d'abaisser cette tension, les ions formés devenant essentiellement ceux du xénon, nous retrouvons un problème connu.

La résolution d'un détecteur ainsi conçu ne serait limitée que par la largeur du faisceau de neutrons. Dans l'expérience faite avec un canal de pile, le détecteur est à 1 m de l'échantillon. La résolution atteinte dans ces conditions est de $20'$ d'arc. Le détecteur se déplace d'environ 2 mètres . Une chambre à avalanche de 32 cm de diamètre devrait faire la mesure en 8 points différents. Par contre, la faible résolution nécessaire en chaque position permet l'emploi d'un dispositif d'observation par photomultiplicateurs du type ANGER précédemment décrit. L'augmentation de sensibilité par rapport au compteur B^{10}F_3 est dans le rapport des surfaces soit environ cent.

Le détecteur est pratiquement insensible au rayonnement γ .

CONCLUSION

Nous avons montré comment, d'un scintillateur gazeux, on pouvait faire un appareil enregistrant des images. Pour parvenir à cette fin, l'enceinte contenant le gaz détecteur est divisée en deux espaces par trois électrodes planes et parallèles. L'un des espaces constitue le détecteur proprement dit, le deuxième sert à l'amplification du signal. Considérant le cas particulier de la détection des X dans le xénon à la pression atmosphérique, nous avons établi que la définition de l'image est de 0,5 mm pour des énergies de photons inférieures à 10 keV et dépend, pour des énergies plus grandes, de la longueur de la trace du photoélectron.

Deux modes d'amplification ont été étudiés : l'un conduit à la formation d'étincelles, l'autre à celle d'avalanches lumineuses. Nous avons mis en évidence les deux facteurs principaux responsables du temps mort dans le mode de fonctionnement en étincelles : émission électronique de la grille, inhomogénéité du gaz. Nous avons montré comment il était possible de ne faire passer qu'une énergie réduite dans l'étincelle au moyen d'une anode semiconductrice et en déchargeant le condensateur grille-anode dès que l'étincelle apparaît.

Les avalanches de photons visibles ont donné lieu à une montage expérimental. Nous avons vu qu'il était possible de les rendre encore plus importantes. Dans le domaine des rayons X, elles permettent d'obtenir une quantité de lumière de 100 à 1 000 fois plus grande que celle fournie par les meilleurs scintillateurs. Le signal lumineux reste proportionnel à l'énergie absorbée dans le gaz. Des appareils commercialisés peuvent être associés à la chambre à avalanche et couvrir une surface de détection jusqu'à 800 cm².

Ces triodes à gaz ont déjà été utilisées en scintigraphie médicale mais leurs qualités permettraient d'améliorer les performances dans d'autres techniques. L'application la plus immédiate est la détection des rayons X d'origine galactique ou extragalactique faite en fusée. En effet les flux de rayons X, dans ces expériences, sont très faibles et la précision de la localisation des sources ne dépend que de "l'optique à rayons X" utilisée devant le détecteur. En diffraction X sur les cristaux de molécules biologiques, il est souhaitable de disposer d'un appareil de détection plus sensible : les utilisateurs ont besoin d'une définition minimale de 300 lignes et d'enregistrer un grand nombre d'événements. La première des conditions peut être remplie en prenant un détecteur de grand diamètre et la deuxième grâce aux chambres à avalanche. Il subsiste que l'acquisition des données reste un problème important. Enfin nous avons présenté un projet de chambre à avalanche pour neutrons thermiques. Ce dernier exemple montre que le principe de la triode est applicable à la détection d'autres particules.

Manuscrit reçu le 18.7.67.

RÉFÉRENCES

- [1] A. LANSIART, J. LELOUP - Electronique Nucléaire, 1963, Publ. OCDE (1964) p. 83 à 86
- [2] C. KELLERSHOHN, A. LANSIART et A. DESGREZ - Medical Radioisotope Scanning, Publ. I.A.E.A. (1964) p. 355
- [3] A. LANSIART, J.P. MORUCCI, G. ROUX, J. LELOUP. Nuclear Inst. and Meth., 44 (1966), p. 45-54.
- [4] J. FISCHER and al. Electronique Nucléaire, 1963. Publ. OCDE (1964), p. 57-64.
- [5] H.O. ANGER - Review of Scientific Instruments, 29, (1958)
- [6] L.B. LOEB - Basic processes of gaseous electronics, Univ. of California Press (1960)
- [7] H. RAETHER - Electron avalanches and breakdown in gases. Butterworths 1964
- [8] A. VON ENGEL - Encyclopedia of Physics XXI (1956) p. 504
- [9] L. KOCH - Thèse Paris 1960
- [10] A.L. WARD - Journal of Applied Physics (Août 1965), p. 2540-43
- [11] J.B. BIRKS - The Theory and Practice of Scintillation Counting (The Mac Millan Company, New York) (1964), chap. 14.
- [12] A. LANSIART, G. ROUX - Advances in Electronics and Electron Physics 22 B, Academic Press, p. 941.
- [13] W.N. ENGLISH and G.L. HANNA - Canadian Journal of Physics, vol. 31 (1953), p. 768-797
- [14] L. PAULING - Nature of the Chemical Bond, Cornell University Press.
- [15] R.D. EVANS - The atomic nucleus. Mc Graw-Hill Book Company (1955), chap. 24
- [16] J. LELOUP - Thèse d'Université Orsay (1967)
- [17] A. LANSIART, J.P. MORUCCI, G. ROUX - I.E.E. Trans. on Nuclear Science NS 93, n° 3 (juin 1966) p. 393
- [18] G. ROUX - Note CEA-N 570. Générateur d'impulsions pour la commande d'un amplificateur de lumière à grand gain (Fév. 1966).
- [19] G. ROUX, A. LANSIART, J.P. MORUCCI - Récentes performances du détecteur amplificateur d'image à gaz fonctionnant en régime d'étincelles. Lettre à l'éditeur. Nucl. Inst. and Meth. Fev. 1967, vol. 48 (1967) n° 1, p. 167
- [20] F. BELLA et C. FRANZINETTI - Il Nuovo Cimento, Vol X n° 10 (oct 1953) p. 1461 à 1479
- [21] M.J. MOLERA and al. Annual technical report n° 1. Instituto de Quimica Fisica C.S.I.C. Report PB 144. 239, Madrid.
- [22] M.J. MOLERA and al. Journal Chem. Soc., 1963, p. 2311-2320
- [23] M.J. MOLERA and al. Journal Chem. Soc., 1963, p. 5009
- [24] G. ROUX - Préamplificateur à faible bruit sensible à la charge - Rapport interne.
- [25] G. ROUX - Spectrométrie utilisant les détecteurs à semi-conducteur. Etude et applications. Rapport CEA 2388 (1963)

- [26] R. L. PLATZMAN - Int. Journal of Applied Rad. and Isotopes, 1961, vol. 10, p. 116-127
- [27] J. TIMMERMANS - Physico-chemical constants of pure organic compounds. Elsevier Publ. C° Inc. Amsterdam, 1950
- [28] Jeanne TAYLOR and William PARRISH - Review of Scientific Instruments vol. 26, n° 4 (Avril 1955), p. 367 à 373
- [29] A. LANSIART, J. P. MORUCCI - Journal de Physique et le Radium. Physique Appliquée. Suppl. au n° 6, Tome 23, Juin 1962, p. 102 A.
- [30] J. BYRNE, - Proc. Roy. Soc. Edin. 66 A 1962 p. 33-41
- [31] A. H. COOKSON et T. J. LEWIS - Brit. J. of Appl. Phys. Nov. 1966, n° 11, p. 1473
- [32] M. NARAYANA SWAMY et J. A. HARRISON - Brit. J. Appl. Phys. 1966, vol. 17, p. 123 à 127
- [33] S. C. HAYDON - An introduction to discharge and plasma physics. University of New England. Armidale, N.S.W. 1964, Australie
- [34] MEEK and CRAGGS - Electrical breakdown of gases. 1953, Clarendon Press - Oxford.
- [35] Handbook of Chemistry and Physics publié par The Chemical Rubber Publ. Co
- [36] Handbook of analytical Chemistry. Meotes. Mc Graw-Hill.
- [37] F. L. CURZON and M. S. GAUTAM. Brit. J. Appl. Phys., 1967, vol. 18, p
- [38] K. R. ALLEN and K. PHILLIPS - Proc. Royal Soc. Series A n° 1373, vol. 278 (24 mars 1964) p
- [39] YOSHIO TANAKA J. O. S. A. 45 n° 9, Sept. 1955, p. 710 à 713
- [40] L. P. CLERC - Structure et propriétés des couches photographiques Ed. de la Revue d'Optique, 1939
- [41] R. CLARK JONES - Advances in electronics and electron physics, vol. X (1959) p. 88 à 185
- [42] The new polaroid XR-7 System for X-ray crystallography (notice commerciale, 1966)
- [43] A. LANSIART, C. KELLERSHOHN - Nucleonics, Mars 1966, p. 56 à 60.
- [44] M. TER-POGOSSIAN and al. - Radiology, Mars 1966, p. 463
- [45] HAL O. ANGER - Review of Scientific Instruments vol. 28, n° 1, Janvier 1958, p. 27
- [46] HAL. O. ANGER - Scintillation camera with multi-channel collimators Rapport UCRL 11.387
- [47] E. T. BYRAM, T. A. CHUBB, H. FRIEDMAN - Cosmic X-ray sources, galactic and extragalactic Communication privée, mars 1966
- [48] Philip C. FISHER and al. - X ray spectra of several cosmic sources. Submitted for publication on 22 dec. 1966 to the Editor of the Astrophysical Journal.
- [49] A. GUINIER - Théorie et technique de la radiocristallographie (Dunod 1964)
- [50] J. D. WATSON and F. H. C. CRICK - Nature 171, n° 4356, p. 737
- [51] U. W. ARNDT - Communication privée Nov. 1965, Laboratoire de biologie moléculaire Cambridge.
- [52] P. MERIEL - Service de physique du solide et de résonance magnétique. Saclay, Communication privée (Nov. 1966).
- [53] D. HALLIDAY - Introduction à la physique nucléaire, Dunod 1957
- [54] J. A. NORTHRUP, J. M. GURSKY and A. E. JOHNSRUD - I. R. E. Transaction on Nuclear Science NS5, n° 3, (déc. 1958) p. 81
- [55] R. E. SHAMU - Nucl. Inst. and Meth., 14 (1961) 297-301
- [56] J. E. SIMMONS and R. B. PERKINS - Review of Scientific Instruments vol. 32, n° 11 (nov. 1961) p. 1173 à 1178
- [57] R. J. ESTERLING and N. H. LIPMAN - Review of Scientific Instruments Vol. 36, n° 4 (avril 1965) p. 493 à 497
- [58] R. LEE AAMODT, Léon J. BROWN and GORDON M. SMITH - Review of Scientific Instruments vol. 37, n° 10 (Oct. 1966) p. 1338 à 1340

- [59] B.K. VAINSHTEIN - Diffraction of X-rays by chain molecules (Elsevier 1966)
- [60] M.F. PERUTZ - The hemoglobine molecule. Scientific American, Nov. 1964, p. 64 à
- [61] Vittorio LUZZATI - The Structure of DNA as determined by X-ray scattering techniques. Progress in nucleic acid research. Vol. 1, 1963. Academic Press p. 347 à 367
- [62] M. BRUNET, M. CANTIN, C. JULLIOT, J. VASSEUR - Journ. Phys. Rad., 1963, 24, 53A.
- [63] W.P. ALLIS - Encyclopedia of Physics XXI (1956), p. 414
- [64] B.A. TOZER et J.D. CRAGGS - J. Electron. Control, 1960, 8, 2 (103-109)
- [65] SANBORN C. BROWN and W.P. ALLIS - Basic data of electrical discharges. Technical report 283 (Sept. 1956) 3rd ed. Research Lab. of Electronics, M.I.T.
- [66] K.H. WAGNER - VIème conf. int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz. Paris 8-13 juillet 1963, page 309, tome II.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 16 Mai 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD.

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE.

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Publications littéraires et scientifiques

TYPO - OFFSET

05 - GAP - Téléphone 14-23 14-24

Depot légal n° 181 - 1968

